ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

С. Н. ВЕРНОВ

# ВСТУПИТЕЛЬНОЕ СЛОВО

Разрешите открыть наше III Всесоюзное совещание по физике космических лучей.

Всем хорошо известно, какие крупные открытия были сделаны благодаря исследованию космических лучей. Не говоря уже об открытиях позитронов и $\mu$-мезонов, сделанных сравнительно давно, даже в самые последние годы подавляющее большинство новых элементарных частиц было открыто в результате исследований космических лучей.

Были установлены основные характеристики элементарного акта рождения новых частиц — характеристики электронно-ядерных ливней. Наличие в составе космических лучей частиц с очень большими энергиями дает возможность изучать любые ядерные процессы, как бы ни был велик их энергетический порог. Длины волн, соответствующие частицам космических лучей, столь малы, что это позволяет надеяться проникнуть в недра элементарных частиц. Может быть, удастся выяснить структуру элементарных частиц, будет найдено то более элементарное, из чего, грубо говоря, «построены» элементарные частицы, вернее, те частицы, которые на данном этапе развития науки считаются элементарными. Быть может, будут открыты новые физические законы, будет сделан следующий шаг по сравнению с квантовой механикой и теорией относительности. Мне представляется, что космическим лучам будет принадлежать исключительная роль в раскрытии тайн материи.

На этом Совещании впервые вместе с работами по изучению космических лучей будут также обсуждены крупные достижения наших физиков, работающих с ускорителями. Будут доложены результаты, полученные коллективом физиков, возглавляемым чл.-корр. АН СССР М. Г. Мещеряковым, и работы, выполненные под руководством чл.-корр. АН СССР В. И. Векслера. Таким образом, мы будем обсуждать свойства нуклонов, мезонов и фотонов, полученных на ускорителях и имеющих энергию, весьма близкую к энергиям частиц космических лучей. Обсуждение этих данных на Совещании по космическим лучам имеет большое значение. Для успешного развития физики частиц высоких энергий недостаточно только опытов с ускорителями или только опытов с космическими лучами. Лишь путем разумного сочетания исследований частиц космических лучей и искусственных потоков частиц высоких энергий, созданных в ускорителях, мы будем получать новые результаты наиболее эффективно.

Исследование частиц космических лучей позволит изучить процессы взаимодействия частиц с энергией до $10^{17}$ eV с атомными ядрами и нуклонами. Всем ясно, что это может дать очень много. Но чтобы разобраться в этих процессах и выяснить картину элементарного акта при столь высоких энергиях, необходимо детально знать свойства элементарных частиц при сравнительно малых энергиях. Это можно сделать лишь при помощи ускорителей. Тем самым опыты с ускорителями существенно помогают исследованиям и при сверхвысоких энергиях.

Вместе с тем при исследовании космических лучей можно натолкнуться на существование новых явлений и подсказать физикам, работающим с ускорителями, поиски каких процессов надо проводить. Есть основания

надеяться, что на нашем Совещании физики, работающие в области космических лучей и с ускорителями, смогут познакомить нас с новыми явлениями, которые имеют большое значение и для физики в целом.

Мне хочется высказать пожелание, чтобы на Совещании развернулась настоящая творческая дискуссия, чтобы были высказаны новые предположения и гипотезы. Не страшно, если некоторые гипотезы окажутся неверными. Нужно только, чтобы в таком случае их авторы не упорствовали в своих ошибочных утверждениях и во́-время отбросили неверные предположения.

Как вы знаете из розданных участникам Совещания тезисов докладов, мы будем сначала обсуждать результаты исследования взаимодействий с атомными ядрами частиц с энергиями $10^{10} \div 10^{12}$ eV. Затем мы ознакомимся с явлениями в области энергий ниже $10^9$ eV по данным, полученным на ускорителях. После этого мы займемся обсуждением теоретических работ. Затем мы снова вернемся к эксперименту и ознакомимся с исследованиями сложных, но принципиально крайне важных процессов при сверхвысоких энергиях. Затем будут обсуждены данные о новых элементарных частицах. В заключение работы Совещания будут рассмотрены новые гипотезы о происхождении космических лучей и первые, но весьма успешные попытки использовать данные непрерывной регистрации интенсивности космических лучей для изучения тех процессов, которые происходят с космическими лучами на пути к Земле.

На Совещании будет прочитана лекция Л. Д. Ландау «О множественном образовании частиц». Эта лекция позволит участникам Совещания ознакомиться с теорией Ландау и войти в круг теоретических вопросов, обсуждаемых на Совещании.

Со времени нашего предыдущего Совещания прошло полтора года. За этот срок нашими физиками, работающими над исследованием космических лучей, проделана большая работа. Выполнено много новых исследований, значительно углублен проводившийся ранее анализ явлений, вызываемых в веществе космическим излучением. Отрадно отметить, что значительно окрепли научные коллективы, работающие в других городах нашей страны, в том числе в союзных республиках. Однако необходимо отметить, что размах и условия работы вне Москвы еще далеко не достаточны. Я надеюсь, что настоящее Совещание и ряд организационных мероприятий значительно помогут исправлению положения дела в этом отношении.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

С. Н. ВЕРНОВ, Н. Л. ГРИГОРОВ, Г. Т. ЗАЦЕПИН и А. Е. ЧУДАКОВ

# ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НУКЛОНОВ С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ПОРЯДКА $10^9 \div 10^{12}$ eV

Исследования различных компонент космических лучей, проводимые в стратосфере на различных широтах, дают возможность определить средние характеристики акта взаимодействия с легкими ядрами нуклонов, обладающих различными энергиями. Эти характеристики позволяют выяснить существенные особенности явлений, происходящих при соударении частиц больших энергий друг с другом.

На предыдущих совещаниях по физике космических лучей были доложены опыты по изучению в стратосфере на геомагнитных широтах 51, 31 и 2° N различных компонент космического излучения:

1) протонов высоких энергий (с энергией $\geqslant$ 3 BeV) [2].
2) электронов и фотонов [3],
3) $\mu$-мезонов [1],
4) компоненты, вызывающей ядерные расщепления [1, 4].

Благодаря тому, что исследования проводились на различных широтах, можно, вычитая из значений, полученных на больших широтах, значения, относящиеся к меньшим широтам, определить характер генерации указанных выше компонент первичными частицами, энергия которых заключена в определенных пределах.

При соударении протона с атомным ядром создаются $\pi$-мезоны. Нейтральные $\pi$-мезоны дают начало электронно-фотонной компоненте [5]. Таким образом, измерения этой компоненты на больших высотах позволяют исследовать генерацию $\pi^0$-мезонов в акте соударения нуклона с с легким ядром. Аналогично измерения $\mu$-мезонов, возникающих в подавляющем большинстве случаев вследствие распада $\pi$-мезонов, дают сведения о генерации $\pi^{\pm}$-мезонов в акте соударения нуклонов с легкими ядрами. Из анализа проведенных исследований вытекает, что бо́льшая часть энергии первичной частицы после соударения уносится одним нуклоном; по этой причине поглощение нуклонов высоких энергий носит не одноактный, а многоактный характер. Наконец, при сударении нуклона с с ядром некоторая часть энергии идет на ядерное расщепление. Исследования в стратосфере импульсов в ионизационной камере и ионизации, создаваемой нерелятивистскими частицами, позволило определить величину энергии, передаваемой первичными частицами различной энергии продуктам расщепления ядер атомов легких элементов.

В настоящем докладе приводится сводка полученных экспериментальных данных и их анализ. При расчетах пробег для взаимодействия нуклонов в атмосфере принимается, в согласии с рядом экспериментальных работ [6], равным 60—70 г см$^{-2}$. Рассмотрим результаты исследования различных компонент.

1. Протоны высоких энергий. На рис. 1 приведены схема расположения счетчиков и результаты измерений, выполненных А. Н. Чарахчьяном. Прибор состоял из телескопа и 17 годоскопических счетчиков. Между счетчиками телескопа помещался свинцовый поглотитель толщиной 10 см, состоящий из двух блоков. При взаимодействии с ядром атома свинца протона с энергией свыше 3 BeV возникает элек-

тронно-ядерный ливень, который регистрируется путем совпадения разрядов в телескопе и годоскопических счетчиках. Из числа измеренных ливней вычиталось число δ-ливней, создаваемых проникающими частицами. На больших высотах эта поправка мала [2]. Кривая *1* соответствует измерениям на экваторе; кривая *2* дает разность между значениями зависимости числа протонов с $E > 3$ BeV от высоты, полученными на широтах 51 и 31°. Резкое различие между этими кривыми показывает, что первичные протоны со средней энергией 40 BeV не теряют свою энергию в одном акте. Как показывают расчеты, для объяснения этих данных следует принять, что при соударении первичного протона с ядром азота 70% энергии сохраняется у одного нуклона [7].

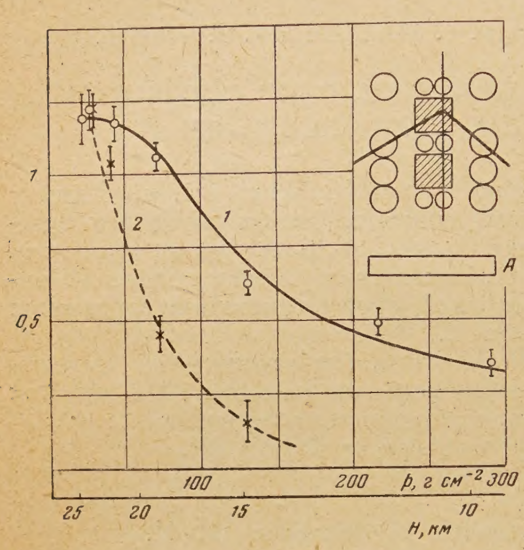



Рис. 1. Поглощение протонов с $E > 3$ BeV в атмосфере: *1* — зависимость числа протонов от высоты вблизи экватора ($\overline{E}_0 = 40 \cdot 10^9$ eV); *2* — разность между кривыми зависимости числа протонов от высоты на широтах 51 и 31° N ($\overline{E}_0 = 4 \cdot 10^9$ eV). Справа вверху — схема установки, при помощи которой производились измерения; ряд *A* состоял из 9 годоскопических счетчиков, оси которых параллельны плоскости рисунка

2. Электронно-фотонная компонента. Доля энергии, переданной при соударении нуклона с легким ядром $\pi^0$-мезонам, определялась путем измерения числа электронов и потока энергии электронно-фотонной компоненты на различных высотах и широтах:

$$E_{\text{э-ф}}(p) = \left(\frac{dE}{dp}\right)_{\text{ион}} \int_0^p N_{\text{э}}(p)\, dp + S^{\text{гориз}}(p), \qquad (1)$$

где $E_{\text{э-ф}}(p)$ — энергия, переданная электронно-фотонной компоненте на высотах выше уровня, соответствующего давлению $p$; $N_{\text{э}}(p)$ — число электронов на высоте, соответствующей давлению $p$; $S^{\text{гориз}}(p)$ — поток энергии электронно-фотонной компоненты через горизонтальную площадку 1 см$^2$.

Измерения [3] переходного эффекта воздух—свинец позволяют по высоте максимума или площади под переходной кривой найти поток энергии электронно-фотонной компоненты, проходящий через сферу сечением 1 см$^2$ ($S^{\text{глоб}}(p)$).

Как показано в работе [8], $S^{\text{гориз}}(p)$ можно вычислить по формуле

$$S^{\text{гориз}}(p) = S^{\text{глоб}}(p) - \int_0^{\pi/2} S^{\text{глоб}}(p/\cos\theta)\cos\theta\sin\theta\, d\theta, \qquad (2)$$

где θ — угол с вертикалью.

$N_{\text{э}}(p)$ было определено путем измерения числа частиц мягкой компоненты на различных высотах и широтах.

В опытах Рапопорта [9] при помощи импульсной ионизационной камеры измерялась в стратосфере ионизация, создаваемая отдельной частицей. Так как минимальная ионизация, которую могла регистрировать установка Рапопорта, была существенно меньше ионизации, создаваемой релятивистской частицей, проходящей по диаметру камеры, можно

было надежно установить число релятивистских частиц на больших высотах и тем самым показать правильность указанного выше способа определения числа электронов.

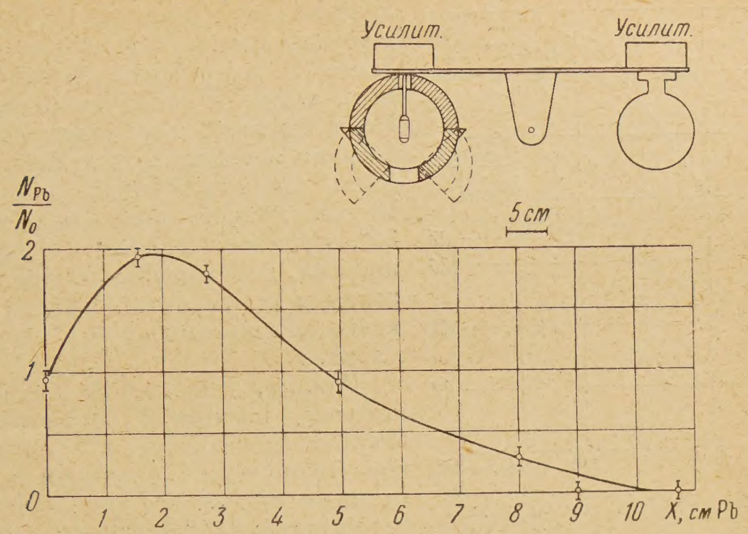



Рис. 2. Переходная кривая воздух—свинец, полученная для мягкой компоненты космических лучей на высоте 10 км при помощи счетчика. Вверху схема прибора

На рис. 2 показана схема прибора для измерения переходного эффекта воздух—свинец и одна из переходных кривых для мягкой компоненты, полученная на высоте 10 км [9].

На рис. 3 представлены результаты измерений потока энергии электронно-фотонной компоненты на широтах 51 и 31° и разность между этими кривыми. Из рис. 3 видно, что на широте 31° (кривая *2*) поток энергии электронно-фотонной компоненты сравнительно медленно уменьшается по мере прохождения космического излучения в глубь атмосферы. С другой стороны, разностная кривая (*3*) с увеличением давления убывает значительно быстрее. Различие между кривыми *2* и *3* обусловлено тем, что при большой энергии первичных частиц (на широте 31° средняя энергия первичных протонов равна 20 BeV) после соударения с ядром значительная часть энергии сохраняется у нуклона и проносится, таким образом, в глубь атмосферы. За этот счет в глубине атмосферы создаются $\pi^0$-мезоны.

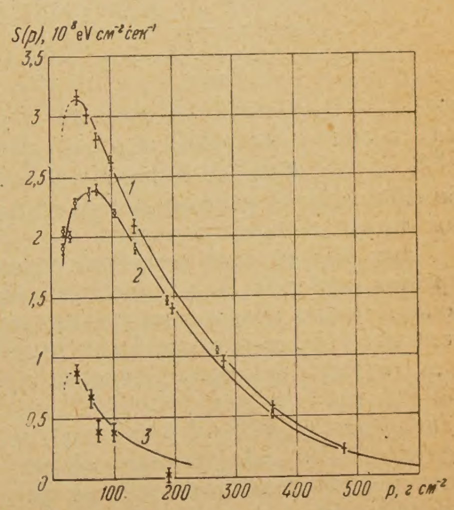



Рис. 3. Кривые зависимости потока энергии электронно-фотонной компоненты от глубины в атмосфере: *1* и *2* относятся соответственно к измерениям на широтах 51 и 31°N; *3* — разность кривых *1* и *2*

Зная величину потока энергии электронно-фотонной компоненты и число электронов, легко по формуле (1) вычислить $E_{э\text{-}ф}(p)$. На рис. 4 представлена зависимость от $p$ отношения $\frac{E_{э\text{-}ф}(p)}{\Delta N_0(p)}$, где $\Delta N_0(p)$—число первичных частиц, провзаимодействовавших в слое атмосферы выше уровня,

соответствующего давлению $p$. Кривая *1* соответствует измерениям, выполненным на широте 31°, кривая *2* представляет собой разность значений, полученных на широтах 51 и 31°. Подъем этих кривых с увеличением давления означает, что $\pi^0$-мезоны эффективно генерируются, помимо первичных, также и вторичными частицами. Если бы лишь первичные частицы создавали $\pi^0$-мезоны, то кривые на рис. 4 были бы параллельны оси абсцисс. Подъем кривой, полученной на широте 31°, примерно в 3 раза означает, что энергия, переходящая от нуклона к мезонам в одном акте ядерного столкновения, не превышает $^1/_3$ энергии нуклона.

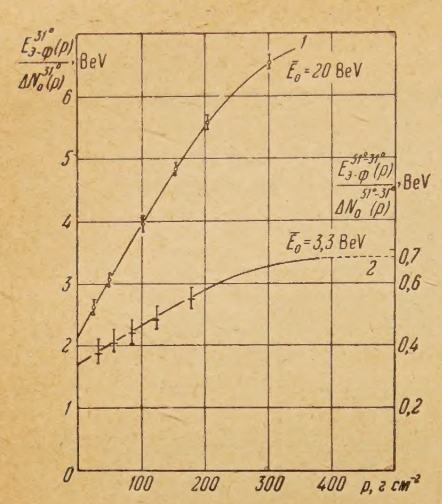



Рис. 4. Зависимость от глубины в атмосфере отношения $\frac{E_{\text{эф}}(p)}{\Delta N_0\ (p)}$: *1* — результат измерений на широте 31°; *2* — разность результатов измерений на широтах 51 и 31°N

Данные, относящиеся к наибольшим высотам, позволяют определить долю энергии, переданную $\pi^0$-мезонам в первом соударении первичной частицы с атомным ядром. Из рис. 4 мы видим, что на широте 31° в первом соударении электронно-фотонной компоненте передается 2,2 BeV, что составляет 11% от средней энергии первичных. Предполагая, что $\pi^{\pm}$-мезонам передается в 2 раза больше энергии, чем $\pi^0$-мезонам, и учитывая образование электронно-фотонной компоненты от распада $\mu$-мезонов, получаем

$$\alpha_\pi = \frac{E_{\pi^\pm} + E_{\pi^0}}{E_0} = \begin{cases} (21 \pm 5)\ \% & \text{для } \overline{E}_0 = 3\ \text{BeV}, \\ (28 \pm 3)\ \% & \text{для } \overline{E}_0 = 20\ \text{BeV}, \end{cases}$$

где $\alpha_\pi$ — средняя доля энергии первичной частицы, переданной $\pi$-мезонам в акте соударения с ядром атома легкого элемента. На широте 31° 75% общей энергии первичных частиц приносится частицами с энергией больше 14 BeV, поэтому для частиц с энергией больше 14 BeV ($\overline{E}_0 = 40$ BeV) мы также должны получить $\alpha_\pi \sim 30\%$.

При определении энергии, переданной $\pi^0$-мезонам, была введена поправка (порядка 20%), учитывающая энергию электронов распада $\mu$-мезонов. Число мезонов на различных высотах было измерено Т. Н. Чарахчьян [10]. $\mu$-Мезоны были выделены из состава космического излучения путем измерения числа проникающих частиц в вертикальном направлении и под углом 60° к вертикали (см. рис. 5, *А*; в этом случае использовался распад $\mu$-мезонов) и путем измерения числа частиц, проходящих без образования ливня через 32 см свинца (см. рис. 5, *Б*; в этом случае использовался тот факт, что $\mu$-мезоны практически не взаимодействуют с атомными ядрами). В результате этих измерений и анализа состава космического излучения на различных широтах были получены о $\mu$-мезонах данные, изображенные на рис. 5. Зная число $\mu$-мезонов на различных высотах и широтах, можно было определить энергию электронов, возникающих при распаде $\mu$-мезонов, которую следует вычесть из общей энергии электронно-фотонной компоненты, чтобы получить энергию, переданную $\pi^0$-мезонам. Результаты измерения интенсивности $\mu$-мезонов согласуются со сделанным выше предположением, что $\pi^{\pm}$-мезонам передается в 2 раза больше энергии, чем $\pi^0$-мезонам. Исследования протонов высоких энергий и электронно-фотонной компо-

ненты приводят к выводу, что лишь меньшая часть (30%) энергии первичной частицы передается π-мезонам в одном столкновении.

Помимо потери энергии на образование π-мезонов при соударении нуклона высокой энергии с атомным ядром, некоторая доля энергии расходуется на ядерное расщепление. Для изучения ядерных расщеплений на геомагнитных широтах 51, 38, 31 и 2° были проведены измерения импульсов в ионизационных камерах (результаты измерений даны на рис. 7 в докладе Н. Л. Григорова и В. С. Мурзина ([1], стр. 38)).

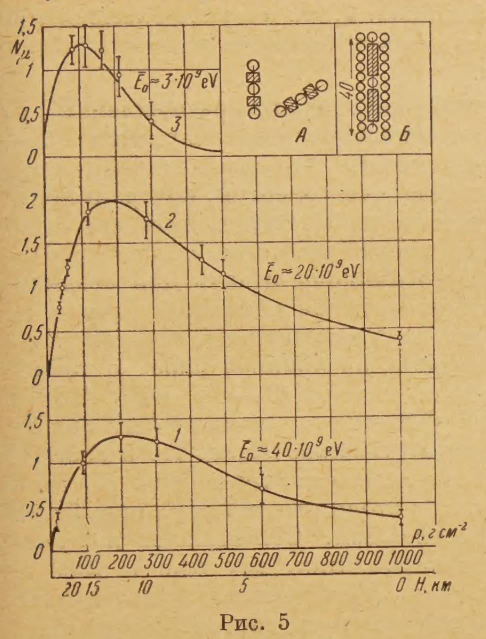



Рис. 5

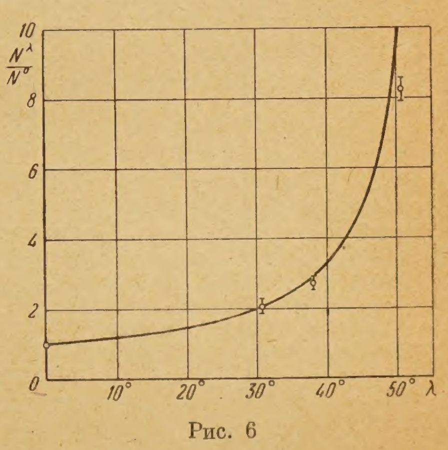



Рис. 6

Рис. 5. Зависимость интенсивности μ-мезонов от высоты: *1* и *2*—результаты измерений соответственно на широтах 2 и 31°; *3* — разность измерений на широтах 51 и 31°; *А* и *Б* — схемы установок для измерения интенсивности μ-мезонов (пояснения к схемам см. в тексте, стр. 496)

Рис. 6. Зависимость числа импульсов в ионизационной камере на высоте, соответствующей давлению 40 г см$^{-2}$, от широты λ

На рис. 6 показана зависимость числа импульсов на высоте, соответствующей давлению 40 г см$^{-2}$ от широты. Нанесенные на графике точки — найденное экспериментально число импульсов, сплошная кривая — число первичных частиц. Из рис. 6 видно, что число импульсов пропорционально числу первичных частиц. Между тем, как показали измерения, проведенные В. С. Мурзиным при помощи импульсной ионизационной камеры, окруженной годоскопическими счетчиками, на высоте, соответствующей давлению 40 г см$^{-2}$, импульсы в подавляющем большинстве случаев создаются за счет ядерных расщеплений, вызываемых в стенке камеры нейтронами сравнительно малых энергий.

Пропорциональность числа импульсов числу первичных частиц на различных широтах означает, что при соударении первичных частиц различной энергии с ядром азота создается приблизительно одно и то же число нейтронов с энергией порядка $10^8$ eV. Уже одно это показывает, что первичные частицы в диапазоне средних энергий 3—40 BeV вызывают в среднем примерно одинаковые ядерные расщепления. Изучение ядерных расщеплений позволило оценить энергию, расходуемую в среднем на расщепление легкого ядра [8]. Оказалось, что эта энергия составляет ~400 MeV и не зависит от величины энергии налетающей частицы. Отсюда следует, что при соударении нуклона высокой энергии с легким ядром часть энергии первичной частицы, не растраченную на образование мезонов (примерно 70%), как правило, уносит один нуклон, а вероятность передачи нуклону отдачи энергии порядка 1—2 BeV— не больше ¼. В ре-

зультате можно найти, что эффективное сечение для столкновения нуклон—нуклон с передачей нуклону отдачи большой энергии не больше 0,1 геометрического сечения $\pi r_0^2$ (здесь $r_0 = \frac{\hbar}{\mu c}$, а $\mu$ — масса покоя мезона).

Таким образом, в среднем картина взаимодействия первичных частиц с легким ядром имеет вид, показанный на рис. 7. На ядерное расщепление расходуется около 400 MeV, что составляет при больших энергиях малую часть от энергии первичной частицы.

Независимость энергии, расходуемой на ядерные расщепления, от энергии первичной частицы можно интерпретировать следующим образом. Если считать, что расщепление ядра происходит за счет энергии, которую получают от налетающей частицы нуклоны отдачи, то полученный результат можно трактовать так, что нуклоны отдачи при столкновении нуклон—нуклон получают одну и ту же энергию, не зависящую от энергии первичной частицы, по крайней мере, в диапазоне средних энергий 3—40 BeV. Такая трактовка указанного экспериментального факта приводит к заключению, что в системе центра масс угловое распределение разлетающихся после столкновения нуклонов будет резко анизотропным. Основываясь на указанных экспериментах, мы еще в 1953 г. предсказывали значительную анизотропию разлета нуклонов в их системе центра масс уже при средних энергиях налетающих частиц около 3 BeV. Данные, недавно полученные на космотроне, подтверждают, что при энергии частиц в $2 \cdot 10^9$ eV при неупругом столкновении нуклон—нуклон действительно имеет место резкая анизотропия разлета нуклонов в их системе центра масс (в данном случае можно говорить даже о количественном согласии с предсказанным нами средним углом разлета нуклонов, порядка 30°, в системе центра масс).

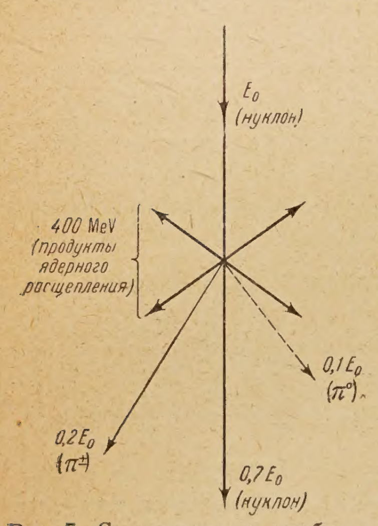



Рис. 7. Схематическое изображение распределения энергии нуклона между частицами, возникшими при соударении нуклона высокой энергии с ядром атома легкого элемента

М. Г. Мещеряков с сотрудниками [11] еще до появления сообщений об опытах на космотроне показал, что анизотропия упругого рассеяния начинается уже при энергии первичных частиц около 600 MeV. В области больших энергий наша трактовка предсказывает еще бо́льшую анизотропию, чем при энергиях $\sim 10^9$ eV.

Следует особо подчеркнуть, что найденные нами средние характеристики элементарного акта взаимодействия первичных частиц с легкими ядрами хорошо согласуются с зависимостью интенсивности нуклонной компоненты большой энергии от глубины атмосферы: давно известно, что интенсивность нуклонной компоненты уменьшается с ростом глубины атмосферы по экспоненциальному закону $e^{-\frac{P}{L_{\text{погл}}}}$, где $L_{\text{погл}} = 120$ г см$^{-2}$ — пробег для поглощения, измеренный с точностью в несколько процентов. Если в основу расчета положить пробег для взаимодействия $L_{\text{вз}} = 60$ г см$^{-2}$ и экспериментально наблюдаемую потерю энергии в 30% (с сохранением оставшейся энергии у одного нуклона), то расчетное значение пробега для поглощения нуклонной компоненты в глубине атмосферы получится для глобального потока равным 116—118 г см$^{-2}$ (в зависимости от вида генерационной функции). Если же предположить, что средняя потеря энергии на генерацию мезонов составляет 50%, то пробег для поглоще-

ния будет равен $85 \div 90$ г см$^{-2}$, что резко противоречит экспериментальным данным.

Соотношение между пробегом для поглощения и пробегом для взаимодействия определяется видом энергетического спектра и генерационной функцией $W(U)$, дающей вероятность сохранения у нуклона после столкновения доли $U$ энергии налетающей частицы.

В случае степенного спектра

$$\frac{L_{\text{вз}}}{L_{\text{погл}}} = 1 - \int_0^1 W(U)\, U^{\gamma-1} dU,$$

где $\gamma$ — показатель степени дифференциального энергетического спектра частиц, $U$ — доля энергии, уносимая нуклоном, $L_{\text{вз}}$ — пробег для взаимодействия, $L_{\text{погл}}$ — пробег для поглощения (см. [7]). Поскольку $\gamma$ близко к 2, величина $L_{\text{погл}}$ зависит в основном от среднего значения $U$, а не от конкретного вида функции $W(U)$. Этим обстоятельством можно воспользоваться, чтобы выяснить характеристики взаимодействия с легкими ядрами первичных протонов с энергией $10^{10} \div 10^{12}$ eV.

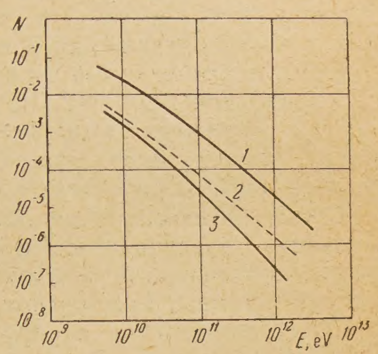



Рис. 8. Интегральный энергетический спектр первичных частиц (кривая *1*) и энергетические спектры $\pi$-мезонов (кривая *2*) и $\mu$-мезонов на уровне моря (кривая *3*). По оси ординат отложено число частиц $N$ в см$^{-2}$сек$^{-1}$ стер$^{-1}$

В области энергий $10^{10}$ eV пробег для взаимодействия был непосредственно измерен. Он равен в воздухе $60 \div 70$ г см$^{-2}$. Таким образом, для частиц с энергией $10^{10}$ eV $\frac{L_{\text{вз}}}{L_{\text{погл}}} \approx 0{,}5$. Немногочисленные измерения пробега для поглощения ядерно-активных частиц с энергией $10^{11} \div 10^{12}$ eV дают $L_{\text{погл}} = 110 \div 120$ г см$^{-2}$. Если считать, что с ростом энергии частиц сечение для взаимодействия не уменьшается, то мы получим, что и в области энергий $10^{11} \div 10^{12}$ eV $\frac{L_{\text{вз}}}{L_{\text{погл}}} \approx 0{,}5$. Но это отношение, как уже было сказано, определяется прежде всего долей теряемой энергии. Следовательно, и при энергии частиц $10^{11}$ и $10^{12}$ eV они в среднем теряют при столкновении с легким ядром около 30% энергии. Потеря в среднем 50% энергии привела бы к несовместимому с экспериментальными данными пробегу для поглощения $85 \div 90$ г см$^{-2}$.

Легко можно показать, что и в области энергий порядка $10^{12}$ eV не израсходованную при столкновении с ядром энергию первичной частицы уносит не $\pi$-мезон. Для этого достаточно сопоставить спектр первичных частиц космических лучей со спектром генерируемых $\pi$-мезонов. Спектр $\pi$-мезонов в области больших энергий легко можно восстановить из спектра $\mu$-мезонов большой энергии, наблюдаемых в опытах под землей. (При этом предполагается, что сечение взаимодействия $\pi$-мезонов большой энергии не больше геометрического сечения ядра и что в результате взаимодействия $\pi$-мезон теряет всю свою энергию. Эти предположения могут только завысить, по сравнению с истинным, рассчитанный поток $\pi$-мезонов данной энергии.)

На рис. 8 представлены интегральный спектр первичных частиц (*1*) и спектр $\pi$-мезонов (*2*), восстановленный из данных о спектре $\mu$-мезонов на уровне моря и под землей. Из этого рисунка видно, что на 1 протон с данной энергией во всей атмосфере в среднем образуется 0,05 $\pi$-мезона с такой же энергией. Из этого же рисунка легко получить, что вероятность сосредоточения на $\pi$-мезоне больше 70% энергии первичной частицы существенно меньше 0,1. Поэтому можно ожидать, что при энергии первичных частиц $10^{12}$ eV процесс взаимодействия с легкими ядрами

протекает примерно так же, как и при энергиях $10^{10}$ eV, т. е. на генерацию мезонов расходуется небольшая доля энергии — меньше 50%. Неизрасходованную энергию уносит в большинстве случаев одна ядерно-активная частица, которая не является ни π-мезоном, ни другим тяжелым мезоном, распадающимся на небольшое число π- или μ-мезонов. Не предполагая существования неизвестных частиц, с большой степенью вероятности можно считать, что нерастраченную энергию уносят нуклоны (или в части случаев гипероны).

Итак, перечисленные экспериментальные факты показывают, что процесс взаимодействия нуклонов с легкими ядрами в широком диапазоне энергии первичных частиц 3 ÷ 1000 BeV носит в общем один и тот же характер. На генерацию мезонов теряется около 30% энергии, и на одном нуклоне концентрируется основная доля энергии — порядка 70%.

Таким образом, можно говорить, что первичный нуклон остается существенно выделенной частицей. Мы приходим к представлению о своеобразной прозрачности атомных ядер для нуклонов высокой энергии: с одной стороны, при попадании в ядро нуклон с вероятностью, близкой к 100%, испытывает неупругое столкновение с образованием мезонов, с другой стороны, нуклон, проходя через ядро, теряет в среднем лишь 30% своей энергии. Хотя полученные данные о малой потере энергии относятся к случаю столкновения нуклон—ядро, нельзя, однако, ожидать, чтобы при столкновении нуклон—нуклон имели место бо́льшие потери энергии на мезонообразование и большее дробление энергии между бо́льшим числом вторичных нуклонов, чем это имеет место при столкновении нуклон—ядро.

Для объяснения указанных явлений мы предполагаем, что при столкновении нуклонов возможно независимое взаимодействие частей нуклонов друг с другом, в предельном случае — взаимодействие мезон—мезон*. Идеи в этом духе высказывали в литературе Гайзенберг, Фейнберг и Чернавский и Баба.

Если предполагать внутреннюю структуру нуклона по крайней мере в том смысле, что отдельные части мезонного поля одного нуклона могут независимым образом взаимодействовать с отдельными частями мезонного поля другого нуклона, то степень неупругости столкновения будет определяться характером мезонного поля и параметром удара.

Так как бо́льшая часть столкновений — периферические, т. е. происходят при больших параметрах удара, то ясно, что при этом на образование мезонов выделяется та небольшая доля энергии, которая заключена в перекрывающемся объеме мезонных полей.

Следует отметить, что приведенные выше экспериментальные данные (сохранение в среднем основной доли энергии у налетающего нуклона и независимость этой доли от энергии первичного нуклона, а также малая величина и независимость от первичной энергии импульса нуклона отдачи) оказываются просто следствиями релятивистского преобразования, если сделать предположение, что при нецентральном столкновении двух нуклонов силы, действующие на покоящийся нуклон со стороны налетающего нуклона, не зависят от энергии последнего (при релятивистских скоростях) и малы по абсолютной величине.

Мы предполагаем, что большие силы взаимодействия между нуклонами и соответственно большие потери энергии возникают только тогда, когда центры нуклонов сближаются на расстояние, существенно меньшее, чем $r_0 = \frac{\hbar}{\mu c}$. Такое положение может быть следствием существования у нуклона выделенной центральной области, специфического ядра, являющегося носителем так называемого ядерного заряда.

* Если такая точка зрения является правильной, то следует ожидать различия между характером соударения мезонов с нуклонами и двух нуклонов друг с другом. В первом случае неупругость соударения должна быть значительно больше.

Предлагаемый механизм взаимодействия нуклонов должен приводить к тому, что и при очень высоких энергиях частиц, скажем, порядка $10^{14}$eV, следует ожидать в среднем малую потерю энергии на образование мезонов и сохранение после столкновения основной доли энергии у одного нуклона.

Последние экспериментальные данные по изучению широких атмосферных ливней [12] показывают, что даже при сверхвысоких энергиях основная доля энергии первичной частицы концентрируется на одной или во всяком случае на очень малом числе частиц.

Если высказанные выше соображения о том, что взаимодействие может происходить между отдельными частями мезонных полей сталкивающихся нуклонов, соответствуют действительности, появляется возможность путем изучения потерь энергии при соударении нуклонов высоких энергий с нуклонами и атомными ядрами подойти к разрешению вопроса о структуре нуклона.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР
и
Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

### Цитированная литература

1. Вернов С. Н., Куликов А. М., Чарахчьян А. Н., Изв. АН СССР, Серия физич., **17**, 13 (1953); Григоров Н. Л., Мурзин В. С., Изв. АН СССР, Серия физич., **17**, 21 (1953).
2. Чарахчьян А. Н., Диссертация, ФИАН, Москва, 1952.
3. Бриккер С. И., Вернов С. Н., Григоров Н. Л., Евреинова И. М., Чарахчьян Т. Н., ДАН СССР, **61**, 629 (1948).
4. Вернов С. Н., Григоров Н. Л., Чарахчьян А. Н., Вестник МГУ, **11**, 71 (1949); Григоров Н. Л., Евреинова И. М., Соколов С. П., ДАН СССР, **81**, 379 (1951).
5. Вернов С. Н., ЖЭТФ, **19**, 621 (1949).
6. Азимов С. А., Добротин Н. А., Любимов А. Л., Рыжкова К. П., Изв. АН СССР, Серия физич., **17**, 80 (1953); Walker W. D., Walker S. P., Greisen K., Phys. Rev., **80**, 546 (1950); Askowith J. G., Sitte K., Phys. Rev., **97**, 159 (1955).
7. Григоров Н. Л., ДАН СССР, **94**, 835 (1954).
8. Григоров Н. Л., Диссертация, МГУ, 1954.
9. Григоров Н. Л., Рапопорт И. Д., Шипуло Г. П., ДАН СССР, **91**, 491 (1953); Рапопорт И. Д., Изв. АН СССР, Серия физич., **19**, 519 (1955).
10. Чарахчьян Т. Н., Диссертация, МГУ, 1955.
11. Мещеряков Г. М., ДАН СССР, **99**, 959 (1954).
12. Добротин Н. А., Зацепин Г. Т., Никольский С. И., Сарычева Л. И., Христиансен Г. Б., см. следующий номер журнала.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Л. Т. БАРАДЗЕЙ, В. И. РУБЦОВ, Ю. А. СМОРОДИН, М. В. СОЛОВЬЕВ, Б. В. ТОЛКАЧЕВ и З. И. ТУЛИНОВА

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОТОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ С КАМЕРОЙ ВИЛЬСОНА НА ВЫСОТЕ 9 км

Исследованиям взаимодействий протонов космических лучей с ядрами на больших высотах благоприятствуют высокая интенсивность протонов и незначительное содержание $\pi$-мезонов в ядерно-активной компоненте.

По данным Андерсона [1], интенсивность протонов с энергией свыше 400 MeV составляет на высотах 9—10 км около 15% от интенсивности проникающей компоненты космических лучей. С другой стороны, вследствие распада мезонов в верхних слоях атмосферы, где плотность воздуха мала, доля $\pi$-мезонов в ядерно-активной компоненте не превышает нескольких процентов от числа протонов.

В настоящей работе исследования взаимодействий протонов с ядрами бериллия $Be_4^9$ производились с камерой Вильсона $\phi$ 200 мм и глубиной освещенной области 50 мм. Камера работала в магнитном поле напряженностью около 9000 Ое. Пластина бериллия толщиной 5,3 г см$^{-2}$ помещалась в камере таким образом, чтобы можно было измерять пространственные углы между ливневыми частицами и следом первичной частицы над пластинкой. Погрешности в измерении пространственных углов составляли около 1°. «Ложная кривизна» следов частиц в камере соответствовала импульсу $2\cdot10^9$ eV $c^{-1}$.

При проведении опыта мы применяли две системы управления камерой, изображенные на рис. 1. Установка по схеме *А* срабатывала при прохождении хотя бы одной заряженной частицы через пять рядов телескопических счетчиков, три из которых помещались над камерой, а два с фильтром 9 см свинца между ними под камерой. Выбор такого управления работой камеры позволял регистрировать вызванные заряженными частицами ядерные взаимодействия, среди продуктов которых была хотя бы одна проникающая частица. При работе по схеме *Б* регистрировались все проходящие через установку протоны с энергией большей 150 MeV.

По данным работ с фотоэмульсиями (см. [2]), эффективная генерация мезонов на тяжелых ядрах начинается при энергии протонов около $3\cdot10^9$ eV. К такой же оценке приходит и А. Н. Чарахчьян [3] из анализа широтной зависимости числа ливней из свинца. Из его данных следует, что интенсивность ливнеобразующих протонов на высотах 9—10 км составляет около 0,25 частиц$\cdot$см$^{-2}$ мин$^{-1}$ стер$^{-1}$, т. е. около 7% от интенсивности проникающих частиц на этих высотах.

Для оценки энергии ливнеобразующих протонов мы поставили контрольный опыт, в котором фотографировались проникающие ливни из блока свинца толщиной 8 см. Было обнаружено, что ливни из свинца генерируются в 5% случаев прохождения через установку проникающей частицы. Считая пробег для взаимодействия с ядрами в свинце равным 160 г см$^{-2}$, легко определить, что протоны с энергией $> 3\cdot10^9$ eV составляют 8—10% от числа проникающих частиц на данной высоте. Средняя энергия ливнеобразующих протонов составляет при этом около $6\cdot10^9$ eV.

С описанной аппаратурой мы получили на высоте 9000 м в камере Виль-

сона с магнитным полем 4108 фотографий проникающих частиц, из них 2818 фотографий было получено со схемой управления *А* и 1290 — со схемой управления *Б*. Число взаимодействий, при которых происходила генерация мезонов, практически одинаково для обеих систем управления и составляло 0,88 ± 0,20% от полного числа управляющих частиц. Кроме того, было зарегистрировано около 1% случаев рассеяния на углы 3÷20°, которые также являлись случаями ядерных взаимодействий протонов меньших энергий.

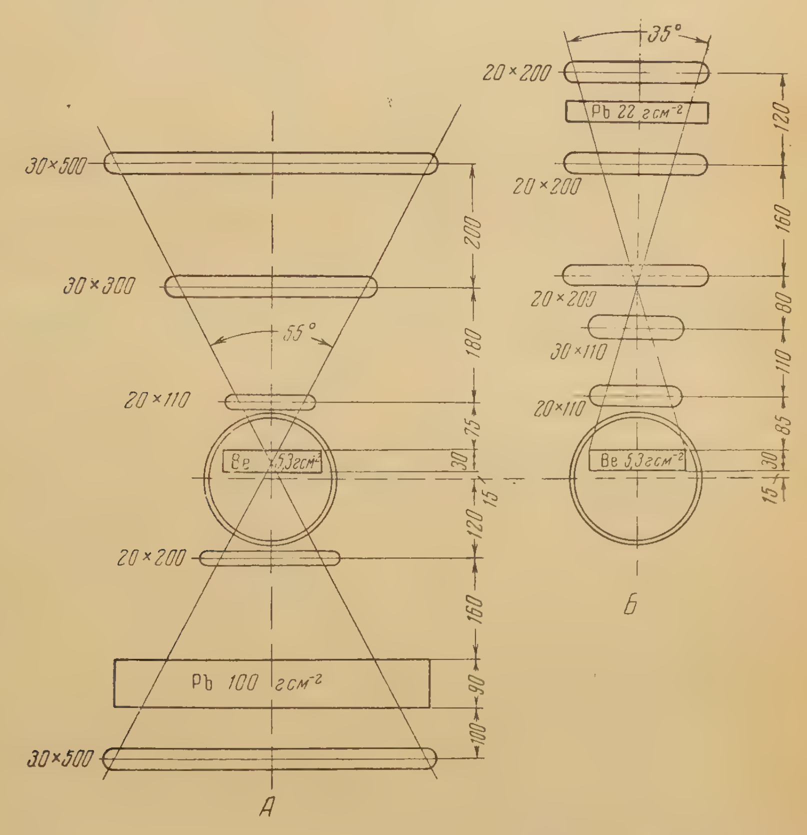



Рис. 1. Расположение камеры Вильсона и управляющей системы счетчиков при опытах. Варианты *А* и *Б*

При системе управления *Б* вместе с ливневыми случаями регистрировались также расщепления ядер бериллия, не сопровождающиеся генерацией мезонов. Такие расщепления составляли около 25% от числа электронно-ядерных ливней из бериллия. Около половины таких взаимодействий представляли собой пары частиц с углами разлета около 80°. Величины импульсов и пространственных углов позволяют интерпретировать эти события как случаи упругого рассеяния протонов на протоне, обладающем в ядре импульсом $\sim 10^8$ eV $c^{-1}$.

Общее число наблюдаемых электронно-ядерных ливней из бериллия по сравнению с числом электронно-ядерных ливней из свинца соответствует пробегу для взаимодействия в бериллии 50 г см$^{-2}$, рассчитанному из геометрического сечения ядра бериллия. Это означает, что протоны, вызывающие в бериллии ливни, должны иметь среднюю энергию, близкую к средней энергии протонов, вызывающих взаимодействия в свинце.

Наблюдавшиеся ливни из бериллия распределяются по числу частиц следующим образом:

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Число частиц в ливне | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 11 | 12 |
| Число ливней | 16 | 7 | 1 | 4 | 1 | 1 | 1 |

Представление об угловом распределении частиц в этих ливнях и данные об импульсах можно получить из рис. 2, на котором приведены сечения этих ливней плоскостью, перпендикулярной к направлению движения первичной частицы.

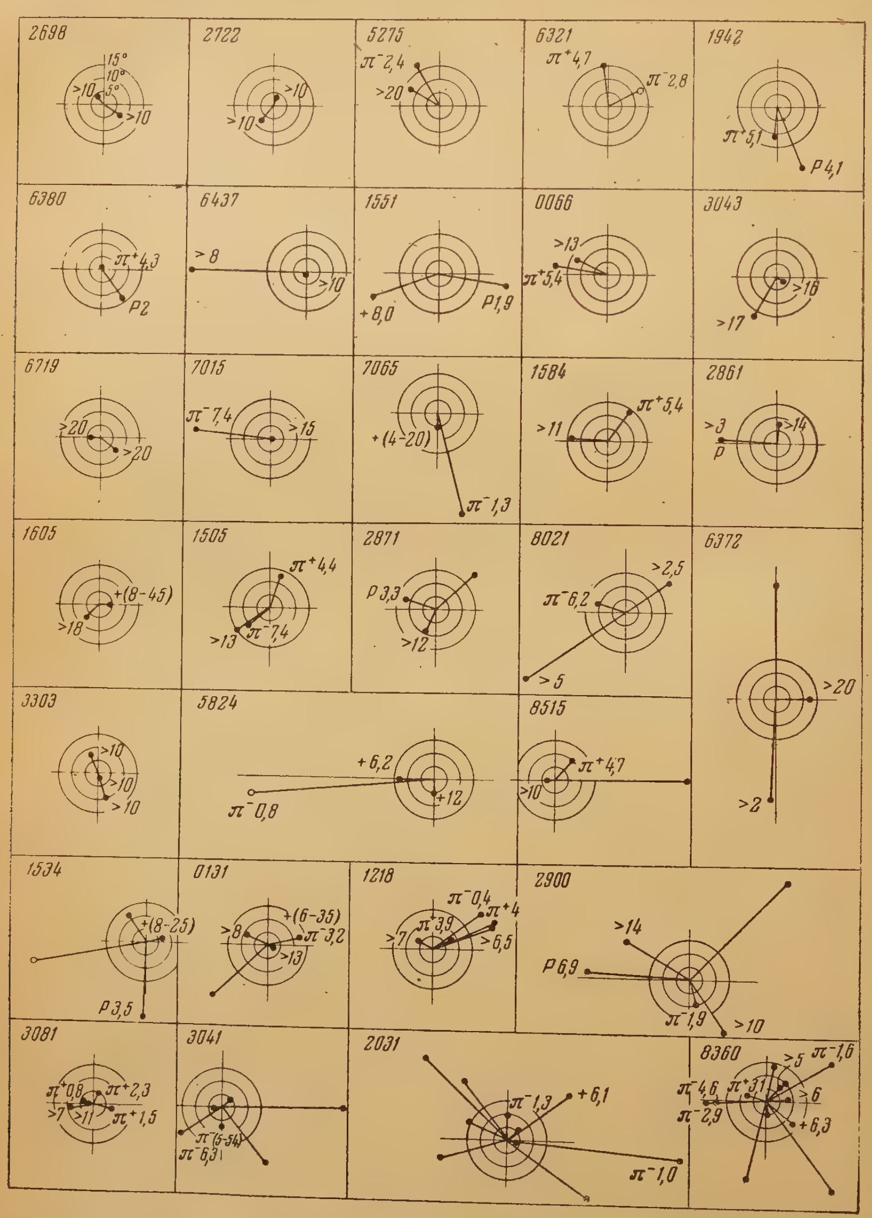



Рис. 2. Сечение 31 наблюдавшегося ливня из бериллия плоскостью, перпендикулярной к направлению движения первичной частицы. Расстояние от центра точки, изображающей ливневую частицу, пропорционально углу между направлением вылета этой частицы и направлением движения первичной частицы. Черная точка — частица, вылетающая в нижнюю полусферу, светлая — в верхнюю. Цифра возле точки — импульс частицы в единицах $10^8$ eV $c^{-1}$. В тех случаях, когда по измеренным импульсу и ионизации удалось определить массу частицы, дано соответствующее обозначение частицы

Ливни из трех частиц представляют собой случаи генерации одного или двух заряженных мезонов. В 7 из 16 наблюдаемых ливней из двух частиц одну можно идентифицировать по знаку заряда или импульсу и иони-

ации как мезон. В ливне № 6321 обе наблюдаемые частицы являются разноименно заряженными мезонами. Остальные ливни из двух частиц также должны представлять собой случаи генерации мезонов, так как наблюдаемые между частицами углы не могут осуществляться при упругих взаимодействиях протонов. Таким образом, примерно в 75% случаев генерации мезонов при взаимодействии космических лучей с ядрами бериллия происходит образование одного-двух заряженных мезонов. Аналогичная картина должна осуществляться и при генерации мезонов в атмосфере в результате взаимодействия протонов с ядрами азота и кислорода.

Следует отметить, что полученное нами соотношение между числами ливней с различной множественностью в пределах значительных погрешностей совпадает с данными, полученными при помощи фотоэмульсий [2], хотя в фотоэмульсиях взаимодействия происходят в большинстве случаев с ядрами, атомный вес которых близок к 100.

В работе [4] было отмечено, что при одной и той же энергии первичной частицы число генерированных мезонов может изменяться в широких пределах.

Наблюдаемую нами частоту взаимодействий, сопровождаемых генерацией большого числа мезонов, трудно объяснить зависимостью от энергии, если учесть слабый рост множественности с увеличением энергии первичной частицы, обнаруженный А. Н. Чарахчьяном [3] в опытах на различных широтах. Величина зенитных углов в случаях № 8360 и № 2031 показывает также, что энергия первичной частицы составляет несколько единиц на $10^{10}$ eV.

Таким образом, значительные колебания числа генерированных мезонов сохраняются и при взаимодействиях с легкими ядрами и связаны, вероятно, с характером элементарного взаимодействия.

Различие между электронно-ядерными ливнями, образованными при взаимодействиях с ядрами атомов, входящих в фотоэмульсию, и ядрами бериллия, обнаруживается при сопоставлении угловых распределений ливневых частиц. В то время как величина среднего пространственного угла между ливневыми частицами и первичной частицей составляет в наблюдаемых нами ливнях $23 \pm 3°$ для ливней с 2—3 ливневыми частицами и $17 \pm 3°$ для ливней с числом частиц 4 и более, соответствующие средние значения по данным фотоэмульсии составляют $\sim 50°$ и $\sim 40°$.

Сопоставление между собой данных об энергетическом распределении ливневых частиц затруднено вследствие невозможности выделить среди ливневых частиц мезоны и протоны. Распределение ливневых частиц по импульсам показывает, что в ливнях из бериллия около 50% всех ливневых частиц имеют импульсы больше $10^9$ eV $c^{-1}$. Соответствующее значение, полученное из спектра $\pi$-мезонов для ливней, образованных в фотоэмульсии, равно 18% [4]. В то же время при взаимодействиях первичных частиц с легкими ядрами генерируется значительно меньшее число протонов с энергиями в несколько сот миллионов электронвольт, являющихся протонами отдачи, чем при взаимодействии с ядрами элементов, входящих в состав эмульсии. Наблюдая удельную ионизацию ливневых частиц, можно было выделить протоны, если их энергия не превосходила 180 MeV. Такие медленные протоны наблюдались в семи случаях взаимодействий, по одному в ливне. Случаи вылета двух и более таких протонов отсутствовали.

Среднее число протонов с энергией $40 \div 150$ MeV на один электронно-ядерный ливень из бериллия примерно в 5 раз меньше числа протонов соответствующей энергии при взаимодействии в фотоэмульсии. Можно отметить также, что протоны таких энергий вылетают при взаимодействии с ядром бериллия под меньшим углом по отношению к первичной частице, нежели при взаимодействии с ядром фотоэмульсии: средний угол вылета протонов у нас составлял $25 \pm 10°$, в то время как соответствующее значение по данным фотоэмульсий превосходит 60° [2].

Приведенные выше особенности позволяют предполагать, что большинство случаев взаимодействия протонов с ядром бериллия можно рассматривать как взаимодействие двух нуклонов и проводить анализ наблюдаемых взаимодействий с этой точки зрения.

Остановимся на вопросе о распределении энергии между сталкивающимися нуклонами в случае образования одного-двух мезонов. Нами было зарегистрировано 24 таких случая. В шести из рассматриваемых случаев (№ 6380, 1551, 1942, 2861, 2871, 1534) было зарегистрировано по одному медленному протону с энергией, не превышающей 120 MeV. Кроме того, имеются четыре случая ливней, в которых один из нуклонов не наблюдается, хотя оба нуклона должны быть заряженными. Таковы пары с отрицательными мезонами (№ 7015, 7065, 5275, 6321). Генерация отрицательного мезона возможна при осуществлении одной из следующих схем взаимодействий:

$$p + n \to p + p + \pi^-,$$

$$p + p \to p + p + \pi^+ + \pi^-,$$

$$p + n \to p + n + \pi^+ + \pi^-.$$

Ни одна из этих схем не может привести к появлению ливня из двух заряженных частиц. Энергия нерегистрируемого протона, при учете его пробега в бериллиевой пластинке, не может превышать 50 MeV. Однако эта энергия может достигать 200 MeV, если учесть, что протон может испытывать взаимодействие с другими нуклонами ядра. Таким образом, относительно десяти из 24 рассматриваемых взаимодействий можно утверждать, что один из протонов обладает энергией, не превышающей 200 MeV.

Применив законы сохранения энергии и импульса к взаимодействию нуклон—нуклон, можно получить соотношение

$$\sqrt{(\sum p_i)^2 + M^2} + M = \sum E_i,$$

из которого видно, что сумма полных энергий $\Sigma E_i$ всех частиц после взаимодействия должна превосходить сумму продольных импульсов $p_i$ (в энергетических единицах) на величину, близкую к массе нуклона $M$. Это соотношение может иметь место при наличии в составе ливня либо медленных нуклонов, у которых разница между величиной энергии и импульса велика, либо частиц, вылетающих под большими углами к направлению первичной частицы с большой разницей между величиной импульса и его продольной составляющей.

Так, например, в случае ливня № 1505, состоящего из трех частиц с импульсами $4 \cdot 10^8$ eV $c^{-1}$, $8 \cdot 10^8$ eV $c^{-1}$ и $13 \cdot 10^8$ eV $c^{-1}$, вылетающих под углами 13, 11 и 15°, сумма полных энергий равна $28{,}3 \cdot 10^8$ eV, а $\sqrt{(\Sigma p_i)^2 + M^2} + M = 35{,}4 \cdot 4 \cdot 10^8$ eV. Чтобы удовлетворить законы сохранения энергии и импульса, в данном случае необходим вылет нуклона с импульсом, не превышающим $5 \cdot 10^8$ eV $c^{-1}$.

Законы сохранения могут быть удовлетворены также в случае вылета под большим углом нейтральной частицы большой энергии, разность между полной энергией и импульсом у которой в энергетических единицах равнялась бы $10^9$ eV. Однако отсутствие в ливнях подобных заряженных частиц исключает такую возможность.

Подобные результаты можно получить, проведя такой же анализ и других ливней из двух-трех частиц, в которых не наблюдается медленных нуклонов.

Возможность вылета двух нуклонов большой энергии нельзя исключить в ливнях № 8021 и № 6372, где оба они могут быть протонами с минимальной ионизацией, и в ливнях № 5824 и № 9515, где возможен вылет протона и нейтрона.

Таким образом, в большинстве случаев при взаимодействиях, приводящих к генерации одного-двух π-мезонов, один из нуклонов вылетает с небольшой энергией. Отсюда следует, если учесть симметрию в системе центра инерции сталкивающихся нуклонов, что второй нуклон должен уносить большую часть энергии первичного нуклона.

Опыты по исследованию генерации π-мезонов в n-p-столкновениях при энергии $1-2 \cdot 10^9$ eV, выполненные на космотроне [5], обнаруживают анизотропию вылета нуклонов в системе их центра инерции после взаимодействия, приводящую к указанной тенденции в распределении энергии между нуклонами.

Наши данные позволяют предполагать, что с увеличением энергии взаимодействия, приводящего к генерации одого-двух мезонов, несимметрия в делении энергии между нуклонами возрастает.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР
и
Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

Цитированная литература

1. Adams R. V., Andersen C. D., Rev. Mod. Phys., 20, 334 (1948).
2. «Физика космических лучей», под ред. Дж. Вильсона, стр. 7.— ИЛ, М., 1954.
3. Вернов С. Н., Чарахчьян А. Н., ДАН СССР, 91, 487 (1953).
4. Camerini U., Davies J. H., Fowler P. H., Franzinetti C., Lock W. O., Perkins D. H., Yekutieli G., Phil. Mag., 42, 1260 (1951).
5. Fowler W. B., Shutt R. P., Thorndike A. M., Whittemore W. L., Phys. Rev., 95, 1026 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Н. М. КОЧАРЯН, Г. С. СААКЯН, М. Т. АЙВАЗЯН, З. А. КИРАКОСЯН и А. С. АЛЕКСАНЯН

# СПЕКТРЫ РОЖДЕНИЯ $\pi$-МЕЗОНОВ И ПРОТОНОВ В ГРАФИТЕ

## 1. Описание установки

Настоящие измерения проводились при помощи магнитного спектрометра, изображенного на рис. 1. Рабочая часть поля электромагнита имела размеры: в направлении силовых линий — 10 см, в направлениях, перпендикулярных к силовым линиям, — 69 см вдоль вертикали (высота полюсов) и 18 см вдоль горизонтали (ширина полюсов). Напряженность магнитного поля поддерживалась строго постоянной и равнялась 7100 Ое. На расстоянии 64 см от верхнего края полюсов электромагнита находился свинцовый поглотитель $\Pi_0$ с поверхностной плотностью 32 г см$^{-2}$. Он с избытком закрывал телесный угол прибора и предназначался для устранения фона электронов. Траектории частиц в поле определялись при помощи координатных рядов счетчиков $K_1$, $K_2$ и $K_4$. В каждом ряду было 55 счетчиков ф 4,6 мм, расположенных в два ряда (подробно см. [1]). Ряд счетчиков $K_3$ служил для проверки достоверности исследуемых траекторий. В этом ряду счетчики были расположены также в два ряда и имели ф 8 мм. Для уменьшения многократного рассеяния частиц в стенках счетчиков последние в рядах $K_2$ и $K_3$ имели алюминиевые катоды. На расстоянии 4 см над координатным рядом счетчиков $K_1$ был расположен графитовый поглотитель $\Gamma_1$ с поверхностной плотностью 7,3 г см$^{-2}$. Над этим поглотителем находился двойной ряд счетчиков ф 1 см и длиной 45 см. Над этим рядом счетчиков находился второй графитовый поглотитель $\Gamma_2$ с поверхностной плотностью 32,8 г см$^{-2}$. Поглотитель $\Gamma_2$ был окружен со всех сторон счетчиками, причем верхний ряд счетчиков состоял из трех слоев. Таким образом, мы имели возможность выделить и исследовать отдельно заряженные частицы, генерированные нейтронами в толстом поглотителе $\Gamma_2$ и в тонком поглотителе $\Gamma_1$.

Под магнитным зазором находились шесть медных поглотителей $\Pi_1 - \Pi_6$ с поверхностной плотностью 10,6, 18,3, 23,1, 36,4, 52,9 и 35,6 г см$^{-2}$ соответственно. С учетом толщины счетчиков общее количество вещества под магнитным зазором было 178 г см$^{-2}$. Между поглотителями были расположены, как это показано на рис. 1, двухслойные ряды счетчиков.

Существующий метод обработки экспериментального материала [2] позволяет найти величину $\delta$, обратно пропорциональную радиусу кривизны траектории $R$.

Для нашей установки импульс частиц $p$, измеренный в единицах BeV $c^{-1}$, связан с величиной $\delta$ соотношением

$$p = \frac{6,36}{\delta}. \qquad (1)$$

Средняя квадратичная ошибка в измерении импульса частиц определяется формулой (см. [1])

$$\sqrt{\overline{(\Delta p)^2}} = p\sqrt{K^2p^2 + \frac{b^2}{\beta^2}}, \qquad (2)$$

где $K = 0{,}045\ c\ (\mathrm{BeV})^{-1}$, $b = 0{,}017$, $\beta$ — скорость частиц (в единицах скорости света).

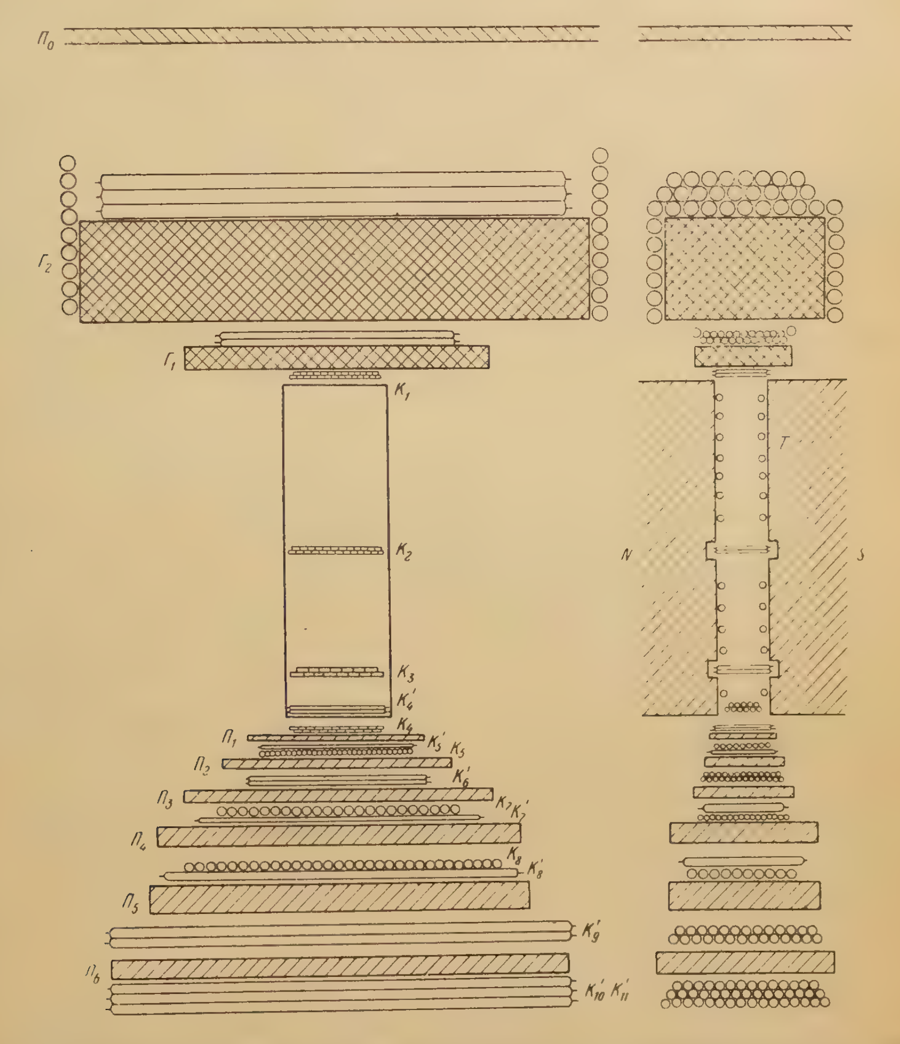



Рис. 1. Схема магнитного спектрометра. Разрез в двух перпендикулярных плоскостях. $N$ и $S$ — полюсы электромагнита, $П_0$ — свинцовый поглотитель, $П_1$ — $П_6$ — медные поглотители, $Г_1$ и $Г_2$ — графитовые поглотители, $K_1$ — $K_4$ — координатные ряды счетчиков, $K_4'$ — $K_{11}'$ и $K_5$, $K_7$, $K_8$ — ряды счетчиков между поглотителями, $T$ — торцовые счетчики

Член $Kp$ дает ошибку в измерении импульса из-за конечного диаметра счетчиков, а $\frac{b}{\beta}$ — ошибка, обусловленная многократным кулоновским рассеянием частиц в стенках счетчиков рядов $K_2$ и $K_3$. Импульсы $p = 0{,}5,\ 1,\ 2,\ 5,\ 10$ BeV $c^{-1}$ измерялись соответственно с ошибками 4, 5, 10, 23, 45%.

## 2. Спектр рождения отрицательных π-мезонов

В настоящей работе мы приводим данные о спектре рождения π-мезонов и протонов, генерированных нейтронами в графитовом поглоти-

теле $\Gamma_1$. Материал, относящийся к генерации частиц в толстом графитовом поглотителе $\Gamma_2$, в настоящее время находится в процессе обработки и будет опубликован в ближайшее время.

За время измерений ($2{,}82 \cdot 10^6$ сек) были наблюдены 308 отрицательных $\pi$-мезонов с полной энергией $E > 0{,}21$ BeV, генерированных нейтронами в поглотителе с поверхностной плотностью 7,3 г см$^{-2}$ графита и 0,5 г см$^{-2}$ меди (половина толщины счетчиков, расположенных над и под графитовым поглотителем).

Экспериментальные данные приведены в табл. 1. В последнем столбце этой таблицы указаны ординаты дифференциального спектра рождения отрицательных $\pi$-мезонов, рассчитанные на поверхностную плотность 1 г см$^{-2}$ графита. Эти числа получены делением наблюденных экспериментально чисел $\Delta N$, приведенных в третьем столбце, на величину $S\omega t\sigma x f/\Delta E$, где $S$ — площадь нижнего ряда координатных счетчиков, $\omega$ — телесный угол установки, $t$ — продолжительность измерения, $\sigma$ — светосила установки, $x = 7{,}8$ г см$^{-2}$ — поверхностная плотность поглотителя, $f$ — эффективность регистрации частиц и, наконец, $\Delta E$ — ширина рассматриваемого интервала энергий частиц.

Таблица 1

**Распределение 308 наблюденных отрицательных $\pi$-мезонов по энергиям**

| Интервалы отклонений $\delta$ (в условных единицах) | Интервалы энергии, BeV | Число наблюденных $\pi$-мезонов, $\Delta N$ | Средняя энергия $\bar{E}$, BeV | Светосила $\sigma$ | Ординаты дифференциального спектра $10^{-7}$ сек$^{-1}$ стер$^{-1}$ г$^{-1}$ (BeV)$^{-1}$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 40÷28 | 0,212÷0,267 | 45 | 0,240 | 0,55 | 130 |
| 28÷21 | 0,267÷0,334 | 55 | 0,300 | 0,73 | 97,5 |
| 21÷16 | 0,334÷0,412 | 53 | 0,373 | 0,82 | 72,4 |
| 16÷12 | 0,412÷0,549 | 40 | 0,480 | 0,885 | 28,9 |
| 12÷8 | 0,549÷0,807 | 39 | 0,678 | 0,93 | 14,1 |
| 8÷5 | 0,807÷1,28 | 29 | 1,04 | 0,965 | 5,52 |
| 5÷3 | 1,28÷2,12 | 14 | 1,65 | 1,0 | 1,46 |
| 3÷1 | 2,12÷6,36 | 22 | 4,24 | 1,0 | 0,453 |
| 1÷0 | 6,36÷∞ | 11 | — | 1,0 | — |

Величина $S\omega t = 1{,}78 \cdot 10^7$ см$^2$ сек стер. Светосила установки была рассчитана на основании работ [3, 4]. Эффективность регистрации $f$ обусловлена пропусками в координатных рядах счетчиков, случаями одновременного срабатывания нескольких счетчиков в двух и более координатных рядах (ливни) и временем блокировки установки. Относительное число пропусков было около 0,06. Ливни, вообще говоря, нами обрабатывались, однако в некоторых случаях их обработать не удалось. Здесь следует отличать явно ядерные ливни от других случаев многократного срабатывания счетчиков в координатных рядах, возможно, не имеющих ядерного характера. В случаях, когда наблюдалось множественное срабатывание в рядах $K_1$ и $K_2$, а иногда даже в $K_3$ и $K_4$ (рис. 1), нам не удавалось произвести однозначную обработку траекторий частиц. Относительное число таких случаев было около 0,05. Были и такие случаи, когда в первом ряду наблюдалось срабатывание одного счетчика, а затем в одном из рядов $K_2$ и $K_3$ или в обоих рядах срабатывало несколько счетчиков. Эти явления вызваны $\delta$-электронами, выбитыми релятивистскими частицами из стенок счетчиков в рядах $K_2$ и $K_3$, воздушными узкими ливнями, сопровождающими регистрируемую частицу, и в не-

большом числе случайными совпадениями. Относительное число всех этих случаев составляло около 0,06.

После каждого срабатывания системы требовалось около 1 сек для того, чтобы установка пришла в рабочее состояние. За час установка регистрировала около 70 частиц, следовательно, около 0,02 времени установка была заблокирована.

Из приведенных выше чисел находим, что эффективность установки для регистрации частиц была равна примерно 0,82.

В отличие от наших предыдущих работ, в этой работе мы учитывали также те случаи, когда проходящие через магнитное поле частицы сопровождались ливнями, т. е. когда в координатном ряду $K_1$ срабатывало несколько счетчиков.

Траектории всех отрицательных π-мезонов подвергались детальной обработке при помощи трафаретов, представленных на рис. 1. Эти трафареты были начерчены в масштабе установки и давали возможность контролировать и удостоверяться в правильности траекторий взятых частиц. Особенно тщательному просмотру подвергались случаи, когда частица сопровождалась ливнями в каком-либо ряду координатных счетчиков. Несмотря на это, все же часть ливней нам не удалось обработать. Как уже было сказано выше, число таких ливней составляло около 5% от общего числа частиц.

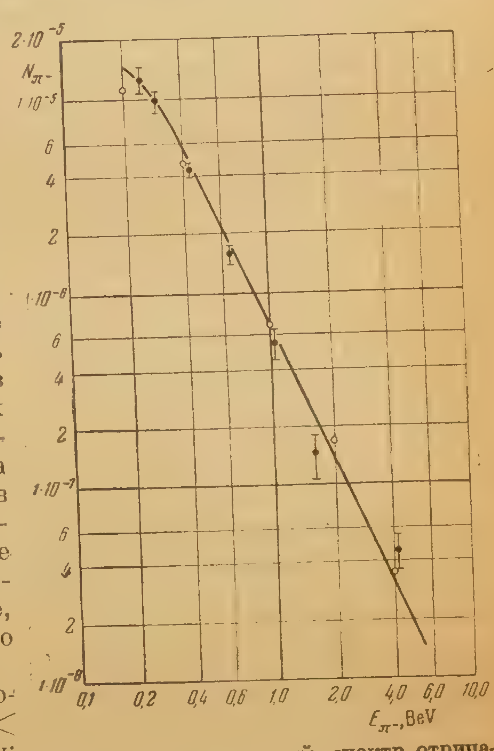



Рис 2. Энергетический спектр отрицательных π-мезонов, генерированных в графитовом поглотителе $\Gamma_1$. По оси ординат отложено число π-мезонов в единицах сек$^{-1}$ стер$^{-1}$ г$^{-1}$ (BeV)$^{-1}$. Черные точки — наши, светлые точки — по данным Гарибяна и Гольдмана [5].

Вычисление вида спектра π-мезонов для области энергий $0{,}212 < E < 6{,}36$ BeV приводит к результату:

$$n_\pi(E)\,dE = \frac{a\,dE}{(E_0+E)^\gamma}, \qquad (3)$$

где $E$ — полная энергия в единицах BeV, $\gamma = 2{,}2$, $E_0 = 0{,}03$ BeV, $a = 0{,}69\cdot10^{-6}$ сек$^{-1}$ стер$^{-1}$ г$^{-1}$ (BeV)$^{\gamma-1}$. Таким образом, $n_\pi(E)\,dE$ представляет собой вертикальный поток отрицательных π-мезонов, образованных нейтронами в графите с поверхностной плотностью 1 г см$^{-2}$.

Генерирующий поглотитель $\Gamma_1$ достаточно тонок, а потому роль вторичных ядерных процессов и ионизационных потерь энергии не существенна. Следовательно, найденный нами спектр (3) представляет собой истинный спектр рождения отрицательных π-мезонов в графите. Вид этого спектра представлен на рис. 2. Ошибки около экспериментальных точек являются среднеквадратичными; светлые точки представляют собой спектр рождения π-мезонов в воздухе, рассчитанный Гарибяном и Гольдманом [5]. Для сравнения с нашими данными ординаты спектра работы [5] делились на величину

$$\left(1+\frac{N_p(E)}{N_n(E)}\right)\left(1+\frac{N_{\pi^+}(E)}{N_{\pi^-}(E)}\right)\rho(h)\,e^{\Delta h/l},$$

где $N_p(E)$ и $N_n(E)$ — соответственно число протонов и нейтронов, способных рождать $\pi^-$-мезоны с энергией $E > 0{,}2$ BeV; $N_{\pi^+}(E)$ и $N_{\pi^-}(E)$ — число положительных и отрицательных $\pi$-мезонов с энергией $E$, генерированных нейтронами; $\rho(h)$ — плотность воздуха в атмосфере на глубине $h = 670$ г см$^{-2}$ (в [5] спектр был рассчитан для $h = 670$ г см$^{-2}$ и там ординаты представляют собой число частиц, рожденных в 1 см$^3$ воздуха, тогда как у нас в графите с поверхностной плотностью 1 г см$^{-2}$), $l$ — пробег для поглощения нуклонной компоненты в воздухе, принятый равным 120 г см$^{-2}$ и, наконец, $\Delta h$ — разность глубин. Наши эксперименты производились на глубине, соответствующей 700 г см$^{-2}$ воздуха + 30 г см$^{-2}$ графита (толщина поглотителя $\Gamma_2$); следовательно, $\Delta h = 60$ г см$^{-2}$. Для отношения $\frac{N_p(E)}{N_n(E)}$ принималось значение, равное единице.

Отношение чисел $\pi$-мезонов различных знаков было определено из нашего эксперимента. Было найдено, что при $E < 1$ BeV $\frac{N_{\pi^-}}{N_{\pi^+}} \approx$ $\approx 1{,}10 \pm 0{,}08$.

### 3. Спектр рождения протонов

За то же время наблюдений одновременно с $\pi$-мезонами было наблюдено 1089 протонов с энергией $E > 0{,}05$ BeV, генерированных нейтронами в слое вещества с поверхностной плотностью 7,3 г см$^{-2}$ графита + + 0,54 г см$^{-2}$ меди (стенки счетчиков). Результаты наблюдений приведены в табл. 2.

Таблица 2

**Экспериментальное распределение 1089 наблюденных протонов по энергиям и импульсам**

| Интервалы отклонений $\delta$ (в условных единицах) | Интервалы импульсов, BeV $c^{-1}$ | Интервалы энергий, BeV | Число наблюденных протонов $\Delta N$ | Светосила $\sigma$ | Ординаты дифференциального энергетического спектра, $10^{-7}$ сек$^{-1}$ стер$^{-1}$ г$^{-1}$ (BeV)$^{-1}$ | Ординаты дифференциального импульсного спектра $10^{-7}$ сек$^{-1}$ стер$^{-1}$ г$^{-1}$ (BeV $c^{-1}$)$^{-1}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 20÷17 | 0,318÷0,376 | 0,052÷0,073 | 109 | 0,82 | 574 | 200 |
| 17÷14 | 0,376÷0,455 | 0,073÷0,105 | 194 | 0,87 | 591 | 246 |
| 14—13 | 0,455÷0,490 | 0,105÷0,120 | 84 | 0,90 | 510 | 233 |
| 13—12 | 0,490÷0,530 | 0,12 ÷0,14 | 95 | 0,91 | 456 | 228 |
| 12—11 | 0,530÷0,579 | 0,140÷0,164 | 98 | 0,92 | 420 | 190 |
| 11—10 | 0,579÷0,636 | 0,164÷0,193 | 83 | 0,93 | 269 | 137 |
| 10—9 | 0,636÷0,707 | 0,193÷0,237 | 81 | 0,94 | 171 | 106 |
| 9—8 | 0,707÷0,795 | 0,237÷0,29 | 82 | 0,95 | 142 | 85,8 |
| 8—7 | 0,795÷0,91 | 0,29 ÷0,37 | 78 | 0,96 | 89 | 61,7 |
| 7—6 | 0,91÷1,06 | 0,37 ÷0,47 | 45 | 0,97 | 40 | 26,9 |
| 6—5 | 1,06÷1,27 | 0,47 ÷0,64 | 58 | 0,98 | 30,4 | 24,6 |
| 5—4 | 1,27÷1,59 | 0,64 ÷0,91 | 42 | 0,99 | 13,6 | 11,5 |
| 4—3 | 1,59÷2,12 | 0,91 ÷1,38 | 27 | 1,0 | 5,0 | 4,45 |
| 3—1 | 2,12÷6,36 | 1,38 ÷5,49 | 13 | 1,0 | 0,276 | 0,258 |

Система поглотителей (поверхностная плотность 178 г см$^{-2}$ Cu), расположенных под магнитным зазором, позволяла произвести непосредственное разделение потоков генерированных протонов и $\pi^+$-мезонов при импульсах частиц $p \leqslant 1$ BeV $c^{-1}$. В этой области импульсов было определено отношение между числами отрицательных и положительных $\pi$-ме-

зонов. Для более точного определения этого отношения был использован поток π-мезонов, генерированных в графитовом поглотителе $\Gamma_1$. Оказалось, что при $p < 1$ BeV $c^{-1}$ это отношение равно $1,10 \pm 0,08$, причем с увеличением импульса оно, повидимому, медленно убывает, стремясь к единице для мезонов с $p \sim 1$ BeV $c^{-1}$. Для исключения потока $\pi^+$-мезонов из потока протонов при $p > 1$ BeV $c^{-1}$ предполагалось, что в этой области импульсов отношение чисел мезонов с тем и другим знаками заряда равно единице, и из числа положительных частиц рассматриваемых импульсов вычиталось число π-мезонов с соответствующими импульсами.

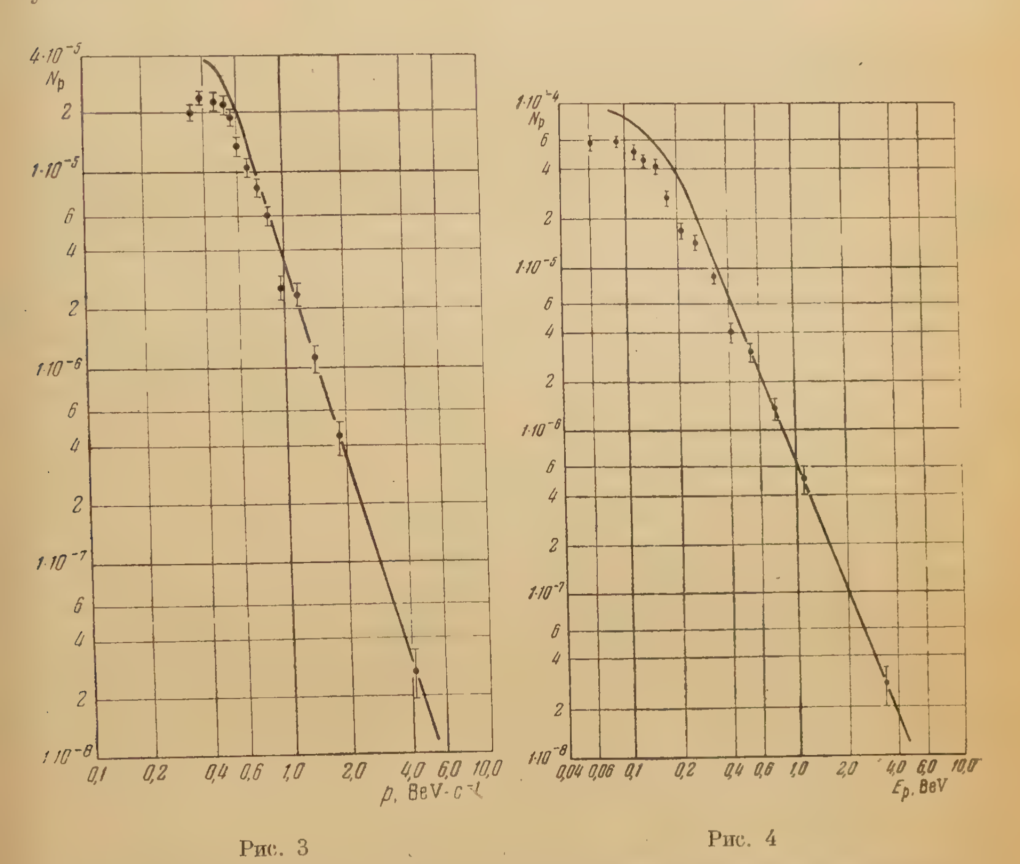



Рис. 3 Рис. 4

Рис. 3. Импульсный спектр протонов, генерированных в графитовом поглотителе $\Gamma_1$. По оси ординат отложено число протонов в единицах сек$^{-1}$ стер$^{-1}$ г$^{-1}$ (BeV $c^{-1}$)$^{-1}$

Рис 4. Энергетический спектр протонов, генерированных в графитовом поглотителе $\Gamma_1$. По оси ординат отложено число протонов в единицах сек$^{-1}$ стер$^{-1}$ г$^{-1}$ (BeV)$^{-1}$

Так как поглотитель $\Gamma_1$ был достаточно тонок, то вторичными ядерными процессами можно было пренебречь. Ионизационные же потери энергии при $p \leqslant 0,8$ BeV $c^{-1}$ ($E \leqslant 0,3$ BeV) для протонов существенны. Для получения истинного спектра рождения протонов следует учесть ионизационные потери энергии. Эти поправки были вычислены в предположении, что частицы в среднем рождались в центре поглотителя.

На рис. 3 представлен импульсный спектр протонов. Ошибки, указанные на кривой, являются среднеквадратичными. В области $p < 0,8$ BeV $c^{-1}$ плавная кривая проведена с учетом ионизационных потерь энергии протонами.

Следует указать, что в потоке зарегистрированных частиц должно присутствовать и некоторое число дейтонов [6]. Однако в этих экспериментах нам не удалось оценить долю дейтонов в потоке протонов.

На рис. 4 показан энергетический спектр рождения этих частиц в предположении, что все они являются протонами. Этот спектр при $E > 0{,}2$ BeV можно апроксимировать степенным законом

$$n_p(E)\,dE = \frac{b}{E^{\gamma}}\,dE, \tag{4}$$

где $b = 0{,}71 \cdot 10^{-6}$ сек$^{-1}$ стер$^{-1}$ г$^{-1}$ (BeV)$^{\gamma-1}$ и $\gamma = 2{,}6$; $n_p(E)\,dE$ — представляет число протонов, рожденных в графите с поверхностной плотностью 1 г см$^{-2}$.

Представляет интерес произвести сравнение числа ливневых $\pi$-мезонов (т. е. мезонов с полной энергией $E_{\pi} \geqslant 0{,}22$ BeV), и числа протонов с $E > 0{,}5$ BeV. Число таких отрицательных $\pi$-мезонов согласно (3) равно $3{,}08 \cdot 10^{-6}$ частиц сек$^{-1}$ стер$^{-1}$ г$^{-1}$. Число протонов с $E > 0{,}5$ BeV согласно (4) равно $1{,}32 \cdot 10^{-6}$ частиц сек$^{-1}$ стер$^{-1}$ г$^{-1}$. Согласно нашим экспериментальным данным, число положительных и отрицательных мезонов приблизительно одинаково. Следовательно, при нашем способе отбора частиц протоны составляют около 18% от общего числа ливневых частиц.

В заключение авторы выражают благодарность С. Н. Вернову и Н. Л. Григорову за обсуждение результатов настоящей работы.

**Физический институт**
**Академии наук Арм.ССР**

**Цитированная литература**

1. Кочарян Н. М., ДАН СССР, **98**, 369 (1954).
2. Кайтмазов С. Д., Докл. АН Арм.ССР, **14**, 129 (1951).
3. Кочарян Н. М., Кайтмазов С. Д., Изв. АН Арм.ССР, **7**, 43 (1954).
4. Саакян Г. С., Изв. АН Арм.ССР, **7**, 54 (1954).
5. Гарибян Г. М., Гольдман И. И., ЖЭТФ, **26**, 257 (1954).
6. Camerini U., Fowler P. H., Lock W. O., Muirhead H., Phil. Mag., **41**, 413 (1950).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Н. М. КОЧАРЯН, Г. С. СААКЯН, М. Т. АЙВАЗЯН, З. А. КИРАКОСЯН и А. С. АЛЕКСАНЯН

# ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ПРОТОНОВ НА ВЫСОТЕ 3200 м НАД УРОВНЕМ МОРЯ

## 1. Вероятность остановки протонов

В предыдущих работах нашей лаборатории спектр протонов был получен для области импульсов $p < 2$ BeV $c^{-1}$. При бо́льших импульсах медные поглотители, расположенные под магнитным зазором, не дают возможности произвести непосредственное отделение потоков протонов и $\mu$-мезонов друг от друга. Однако разделение этих потоков можно произвести косвенным образом, если изучать ядерные взаимодействия частиц в поглотителях и учесть то обстоятельство, что $\mu$-мезоны не взаимодействуют с ядрами, в то время как протоны с ними взаимодействуют.

В этих измерениях под магнитным зазором находилось шесть медных поглотителей с общей поверхностной плотностью 178 г см$^{-2}$. $\mu$-Мезоны, остановившиеся в этих поглотителях, имели импульсы $p \leqslant 0{,}4$ BeV $c^{-1}$. Протоны с импульсами $p \leqslant 1{,}1$ BeV $c^{-1}$ также могли останавливаться благодаря ионизационным потерям энергии, тогда как при бо́льших импульсах они могли останавливаться лишь благодаря ядерным взаимодействиям. Здесь под словом «остановка» подразумеваются случаи ядерных взаимодействий, когда не только первичный протон, но и созданные им вторичные продукты исчезают в системе поглотителей. Таким образом, если бы мы знали вероятность остановки протона $W(E)$ как функцию энергии, то по числу остановившихся частиц при $p > 1{,}1$ BeV $c^{-1}$ могли бы определить истинное число протонов, прошедших внутри телесного угла магнитного спектрометра.

Для определения вероятности $W(E)$ необходимо иметь поток протонов, проходящих через магнитный спектрометр, и определить отношение числа протонов, остановившихся в поглотителях, к числу проходящих через них, как функцию энергии. Такой поток мы получали, когда над установкой находились графитовые поглотители $\Gamma_1$ и $\Gamma_2$ (см. [1]); и изучали спектр протонов и $\pi$-мезонов, образованных нейтронами в этих графитовых поглотителях. Регистрировались все генерированные частицы, как остановившиеся, так и прошедшие через поглотители. Генерированные отрицательные частицы могли быть только $\pi^-$-мезонами, тогда как положительными частицами были протоны и $\pi^+$-мезоны.

В случае частиц с импульсами $p \leqslant 1{,}1$ BeV $c^{-1}$ система поглотителей позволяла произвести прямое отделение потока протонов от потока $\pi^+$-мезонов. Для разделения этих потоков при бо́льших импульсах мы определяли отношение между числами $\pi$-мезонов обоих знаков. Как было сказано в [1], отношение числа отрицательных к числу положительных $\pi$-мезонов с импульсами $p < 1$ BeV $c^{-1}$ равно $1{,}1 \pm 0{,}08$, причем с увеличением импульса оно, повидимому, медленно убывает, стремясь к единице. Было сделано предположение, что это отношение равно единице и при импульсах $p > 1$ BeV $c^{-1}$. Поэтому для определения числа протонов

с $p > 1$ BeV $c^{-1}$ мы вычитали из общего числа генерированных положительных частиц число $\pi^-$-мезонов. В табл. 1 приведено полученное таким образом энергетическое распределение протонов, как остановив-

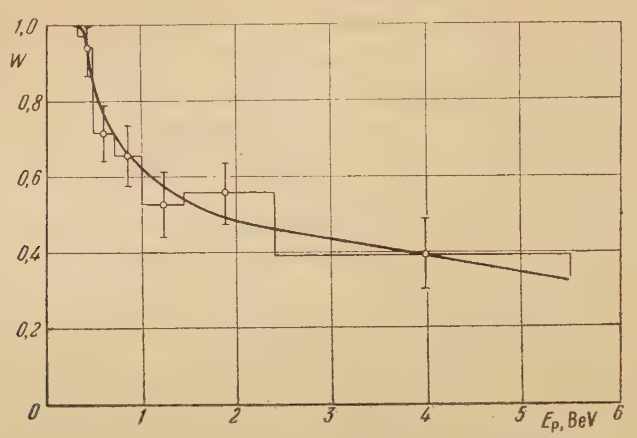



Рис. 1. Кривая вероятности остановки протонов. По оси абсцисс отложена энергия протонов в единицах BeV, а по оси ординат — отношение числа остановившихся в поглотителях протонов к полному числу протонов, прошедших через магнитный спектрометр. Приведенные ошибки являются среднеквадратичными

шихся в поглотителях, так и прошедших через них. Кривая зависимости вероятности остановки от энергии изображена на рис. 1.

Таблица 1

**Распределение генерированных протонов по энергиям и импульсам**

| Интервалы отклонений δ (в условных единицах) | Интервалы импульсов, BeV $c^{-1}$ | Интервалы энергий, BeV | Число протонов | | Вероятность остановки $W(E)$ |
|---|---|---|---|---|---|
| | | | всех | остановившихся | |
| 8—7 | 0,795÷0,91 | 0,29÷0,37 | 316 | 309 | 0,98 |
| 7—6 | 0,91÷1,06 | 0,37÷0,47 | 255 | 243 | 0,95 |
| 6—5 | 1,06÷1,27 | 0,47÷0,64 | 256 | 185 | 0,72 |
| 5—4 | 1,27÷1,59 | 0,64÷0,91 | 197 | 128 | 0,65 |
| 4—3 | 1,59÷2,12 | 0,91÷1,38 | 122 | 65 | 0,53 |
| 3—2 | 2,12÷3,18 | 1,38÷2,38 | 55 | 31 | 0,56 |
| 2—1 | 3,18÷6,36 | 2,38÷5,49 | 43 | 17 | 0,39 |

## 2. Спектр протонов в воздухе

При помощи установки, описанной в [1], были произведены измерения по определению спектра протонов в воздухе. В этих измерениях поглотители $\Gamma_1$ и $\Gamma_2$ (см. рис. 1 в [1]) были удалены, и над магнитным зазором оставался только свинцовый поглотитель с поверхностной плотностью 32 г см$^{-2}$.

За время измерений ($1{,}77 \cdot 10^6$ сек) было зарегистрировано 6852 протона с энергией $> 0{,}03$ BeV, остановившихся в поглотителях. Все необходимые данные, относящиеся к спектру протонов, приведены в табл. 2.

Для вычисления потока протонов с импульсами (энергиями) в заданном интервале число наблюденных частиц, приведенное в четвертой графе табл. 2, делилось на величину

$$S\omega t\sigma f W = 5{,}9 \cdot 10^6 \cdot \sigma \cdot W, \qquad (5)$$

где $t = 1{,}77 \cdot 10^6$ сек — продолжительность наблюдения, $S$ — площадь нижнего ряда координатных счетчиков (см. рис. 1 в [1], ряд $K_1$), $\omega$ — телесный угол установки, $\sigma$ — светосила, $f$ — эффективность регистрации частиц и $W$ — вероятность остановки протонов в поглотителях, находящихся под магнитным зазором. Значения $W$ взяты с кривой рис. 1.

Таблица 2

**Распределение остановившихся в поглотителях протонов по энергиям и импульсам**

| Интервалы отклонений $\delta$ (в условных единицах) | Интервалы импульсов, BeV $c^{-1}$ | Интервалы энергий, BeV | Число наблюденных частиц $\Delta N$ | Светосила $\sigma$ | Вероятность остановки $W(E)$ | Ординаты дифференциального импульсного спектра $10^{-5}$ см$^{-2}$ сек$^{-1}$ стер$^{-1}$ (BeV $c^{-1}$)$^{-1}$ | Ординаты дифференциального энергетического спектра $10^{-5}$ см$^{-2}$ сек$^{-1}$ стер$^{-1}$ (BeV)$^{-1}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 26÷21 | 0,245÷0,303 | 0,031÷0,048 | 105 | 0,732 | 1 | 42 | 150 |
| 21÷17 | 0,303÷0,376 | 0,048÷0,073 | 228 | 0,815 | 1 | 65,4 | 193 |
| 17÷14 | 0,376÷0,455 | 0,073÷0,105 | 369 | 0,875 | 1 | 93,2 | 221 |
| 14÷12 | 0,455÷0,531 | 0,105÷0,14 | 436 | 0,905 | 1 | 108 | 234 |
| 12—11 | 0,531÷0,579 | 0,14÷0,164 | 284 | 0,92 | 1 | 110 | 220 |
| 11—10 | 0,579÷0,636 | 0,164÷0,193 | 398 | 0,93 | 1 | 128 | 252 |
| 10—9 | 0,636÷0,707 | 0,193÷0,237 | 506 | 0,94 | 1 | 129 | 208 |
| 9—8 | 0,707÷0,795 | 0,237÷0,29 | 617 | 0,95 | 1 | 126 | 209 |
| 8—7 | 0,795÷0,91 | 0,29÷0,37 | 731 | 0,96 | 1 | 113 | 162 |
| 7—6 | 0,91÷1,06 | 0,37÷0,47 | 827 | 0,97 | 0,99 | 98 | 147 |
| 6—5 | 1,06÷1,27 | 0,47÷0,64 | 772 | 0,98 | 0,79 | 81,5 | 101 |
| 5—4 | 1,27÷1,59 | 0,64÷0,91 | 562 | 0,99 | 0,65 | 47,3 | 56,1 |
| 4—3 | 1,59÷2,12 | 0,91÷1,38 | 503 | 1,0 | 0,56 | 29,2 | 33,0 |
| 3—2 | 2,12÷3,18 | 1,38÷2,38 | 386 | 1,0 | 0,5 | 12,4 | 13,2 |
| 2—1 | 3,18÷6,36 | 2,38÷5,49 | 108 | 1,0 | 0,4 | 1,45 | 1,48 |
| 1—0 | 6,36÷∞ | 5,49÷∞ | 13 | 1,0 | — | — | — |

В измерениях спектра протонов эффективность регистрации $f$ равнялась 0,78. В описываемых здесь измерениях торцовые счетчики $T$, расположенные на полюсах электромагнита, были включены в систему антисовпадений. Вследствие этого действующая длина координатных рядов счетчиков равнялась 8 см и величина $S\omega = 4{,}26$ см$^2$ стер.

Полученный таким способом энергетический спектр протонов приведен на рис. 2. При энергиях $E > 2$ BeV наклон кривой $\gamma \approx 2{,}8$. На рисунке приведены среднеквадратичные ошибки для числа наблюденных протонов без учета статистических ошибок определения вероятности остановки $W$. Если предположить, что в области энергий $E > 5{,}5$ BeV спектр протонов выражается формулой $aE^{-2{,}8}dE$, то для вероятности остановки частиц получается значение $W = 0{,}09$.

Произведем сравнение этого спектра со спектром протонов, приведенным в работе [2]. Для этого прежде всего следует учесть, что в описываемых здесь измерениях над установкой находился поглотитель $\Pi_0$ с поверхностной плотностью 32 г см$^{-2}$ свинца. В работе [2] для коэффициента поглощения протонов с импульсами $p > 1$ BeV $c^{-1}$ дается значение $\mu = \frac{1}{315}$. Следовательно, для сравнения нашего спектра со спектром в работе [2] необходимо ординаты спектра, изображенного на рис. 2, умножить на величину $e^{32/315} = 1{,}11$. После введения этой поправки ин-

тенсивность протонов получается приблизительно на 10% меньше, чем в работе [2].

Произведем сравнение интенсивности нуклонов в атмосфере на глубине, где $x = 705$ г см$^{-2}$, с интенсивностью первичного излучения на границе атмосферы. Из работы [3] для интенсивности нуклонов с кинетическими энергиями бо́льшими 1, 2, 4 и 6 BeV имеем 0,168, 0,134, 0,0947 и 0,067 нуклонов см$^{-2}$ сек$^{-1}$ стер$^{-1}$. Из приведенного в этой работе спектра для интенсивности потока протонов с теми же энергиями имеем соответственно $3{,}39 \cdot 10^{-4}$, $1{,}23 \cdot 10^{-4}$, $0{,}41 \cdot 10^{-4}$ и $0{,}228 \cdot 10^{-4}$ протонов см$^{-2}$ сек$^{-1}$ стер$^{-1}$.

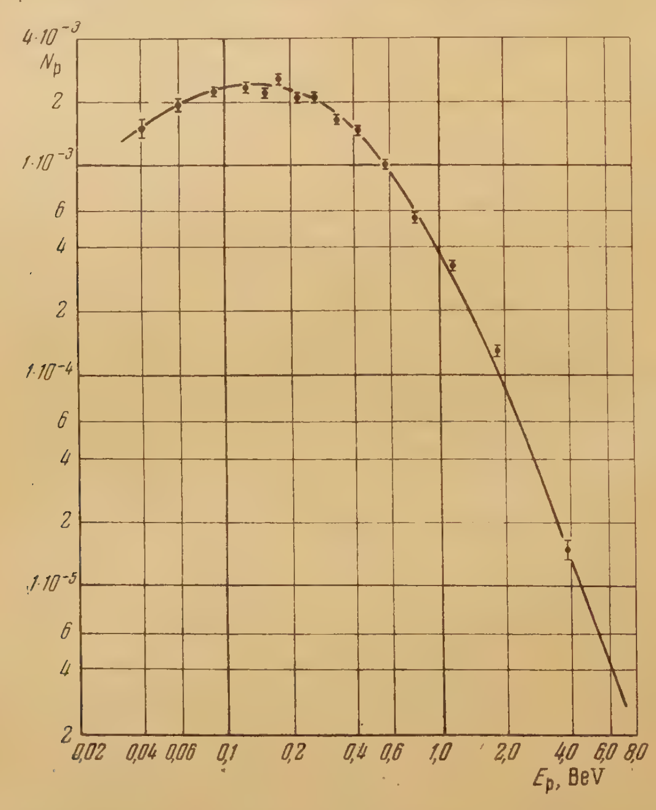



Рис. 2. Энергетический спектр протонов на высоте 3200 м над уровнем моря. По оси ординат отложено $N_p$ в единицах см$^{-2}$ сек$^{-1}$ стер$^{-1}$ (BeV)$^{-1}$. Приведенные ошибки являются среднеквадратичными

При расчете интенсивности протонов учитывалось влияние свинцового поглотителя с поверхностной плотностью 32 г см$^{-2}$, расположенного над установкой (интенсивности, полученные из спектра, представленного на рис. 2, были увеличены на 10%). Для получения полного числа нуклонов предполагалось, что при этих энергиях число нейтронов равно числу протонов, и приведенные числа умножались на 2. Сравнивая найденную таким образом интенсивность с интенсивностью первичных нуклонов, находим для коэффициента поглощения потока протонов с энергиями бо́льшими 1, 2, 4 и 6 BeV соответственно значения $\frac{1}{127}$, $\frac{1}{112}$, $\frac{1}{100}$ и $\frac{1}{97}$.

Физический институт
Академии наук Арм.ССР

**Цитированная литература**

1. Кочарян Н. М., Саакян Г. С., Айвазян М. Т., Киракосян З. А., Алексанян А. С., см. в этом номере журнала, стр. 508.
2. Кочарян Н. М., ЖЭТФ, 28, 160 (1955).
3. Heisenberg W., Kosmische Strahlung, Berlin, 1953.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

И. Д. РАПОПОРТ

# СПЕКТРЫ ИОНИЗАЦИЙ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СТРАТОСФЕРЕ

Измерения интенсивности космических лучей по числу заряженных частиц и создаваемой ими ионизации, выполненные в работах [1—3], привели к заключению о наличии в стратосфере заметного потока сильно ионизующих частиц, вклад которых в ионизацию составляет более 1/3. В связи с этим представляло интерес определить (с целью выяснения природы сильно ионизующих частиц) спектр частиц космического излучения по создаваемой ими ионизации. Эксперименты, ставившие перед собой эту задачу, были проведены в 1951—1953 гг. на широте Москвы.

Измерения предпринимались в двух параллельных вариантах. В первом осуществлялось выделение вертикального потока частиц с пробегом, бо́льшим или равным 1,7 г см$^{-2}$ Al. Во втором варианте регистрация ионизационных импульсов производилась вне зависимости от величины пробега и направления движения частиц, при наличии минимального порога регистрации порядка 0,4 от среднего импульса, создаваемого релятивистской частицей. Оба варианта метода были реализованы одновременно в одной установке, в которую входила небольшая сферическая тонкостенная ионизационная камера из алюминия, с объемом газа (спектрально чистый аргон) около 8 л и временем собирания электронной составляющей импульса $\sim 5 \cdot 10$ сек$^{-5}$.

Камера $K$ помещалась между двумя рядами телескопических счетчиков $E$ и $F$ (рис. 1), служивших для выделения вертикального потока частиц (в пределах телесного угла около 0,12 стер). Минимальный пробег частиц, регистрируемых телескопом, составлял 1,7 г см$^{-2}$ Al. Счетчики $D$, расположенные под слоем свинца толщиной 5 см и слоем алюминия толщиной 2 см, отмечали прошедшие через телескоп частицы жесткой компоненты. Остальные группы счетчиков, закрывавшие камеру на 77% телесного угла, фиксировали при работе телескопа случаи ливневого сопровождения (счетчики $A$ и $B$) и ливнеобразования в свинцовом блоке (счетчики $C$), а во втором варианте измерений позволяли выделить ту часть излучения, которая состояла из частиц с пробегом меньше 1,7 г см$^{-2}$ Al (счетчики $A$, $B$).

Сконструированная нами радиоаппаратура позволяла достаточно уверенно и надежно в условиях полета прибора на шарах-зондах детектировать ионизационные импульсы в широком диапазоне ионизаций: от малых ионизаций, отвечавших релятивистским частицам, до ионизаций, превышавших их примерно в 70 раз.

Регистрация ионизационных импульсов производилась следующим образом. Импульсы, поступавшие от ионизационной камеры в главный усилительный тракт 2—5 (рис. 1), блокировались вентилем 4, пропускавшим сигнал:

а) при срабатывании схемы совпадений 1, что соответствовало прохождению частицы через телескоп;

б) если импульс от камеры после прохождения через усилитель 6 обладал амплитудой, достаточной для срабатывания пороговой цепи 7, и ему непосредственно предшествовал сигнал, разрешающий регистрацию,

от пускового автогенератора *8*; последний ограничивал таким образом загрузку регистрирующего канала на допустимом уровне.

Импульс от камеры, прошедший вентиль *4*, и преобразователь *5*, модулировал посредством цепей *15*, *16* колебания передатчика таким образом, что длительность излучаемого пакета колебаний однозначно соответствовала амплитуде импульса. Вместе с сигналом от камеры через

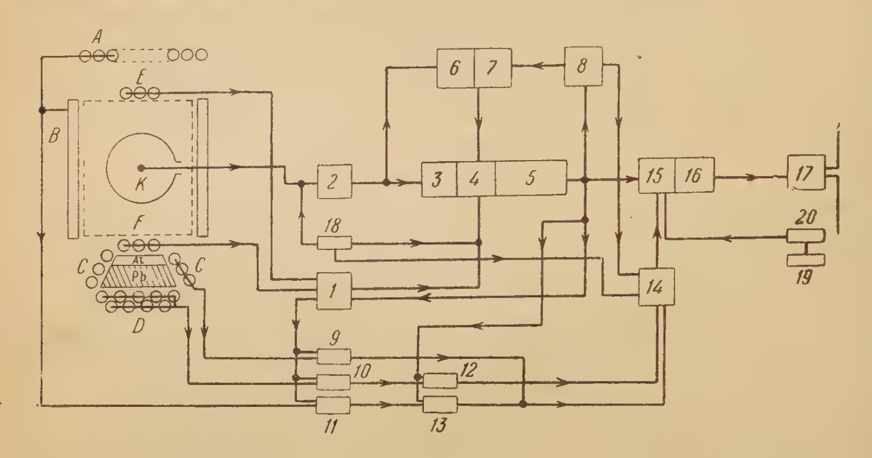



Рис. 1. Принципиальная схема установки: *K* — импульсная ионизационная камера, *E*, *F* — счетчики телескопа, *A*, *B*, *C*, *D* — группы годоскопических счетчиков; *1* — схема совпадений, управляющая вентилем *4* в усилительном тракте *2*, *3*; *5* — преобразователь сигнала на выходе усилителя; *6* — дополнительные усилительные каскады; *7* — пороговая цепь, подготавливаемая к работе автогенератором *8*; *9—11* — схемы отбора сигналов от годоскопических счетчиков; *12*, *13* — цепи задержки; *14* — генератор отметок типа *1* и *4* на рис. 2; *15*, *16* — модулятор; *17* — передатчик; *18* — градуировочная цепь; *19* — барограф; *20* — генератор барографических сигналов

отбирающие *9—11*, задерживающие *12*, *13* и кодирующие *14* цепи в тракт передачи поступали импульсы от годоскопических счетчиков *A*, *B*, *C*, *D*.

Схему дополняли барографическая цепь *19*, *20* и градуировочная цепь *18*, контролировавшая коэффициент усиления и уровень шумов усилителя в полете. Взаимная блокировка цепей исключала возможность наложения разных сигналов в тракте передачи.

Передаваемые сигналы записывались наземной регистрирующей аппаратурой. На рис. 2 приведен образец такой записи сигналов, переданных с высоты 23 км, иллюстрирующий работу установки. Импульс *1* является характерным сигналом пускового генератора, который в момент $t_0$ приводит схему в рабочее состояние, позволяющее зарегистрировать поступающий вслед затем импульс, если он превосходит установленный порог регистрации. Широкий прямоугольный импульс *7* на исходе зарегистрированного сигнала *2*, поступившего в момент $t_1$, свидетельствует о том, что частица прошла через счетчики, окружающие камеру. Продолжительность сигнала *2* ($t_2 — t_1$) составляет здесь $16 \cdot 10^{-3}$ сек, что соответствует амплитуде ионизационного импульса, равной 1,6-кратному значению от наиболее вероятной ионизации в спектре жесткой компоненты на уровне моря. Интервал времени ($t_1 — t_0$), усредненный по многим импульсам, позволяет определить интенсивность потока регистрируемых частиц. Импульс *3*, пришедший вторым после стартового сигнала *1*, обусловлен частицей, прошедшей телескоп. Следующая за ним отметка *4* свидетельствует о прохождении частицы через свинцовый блок.

Измерениям в стратосфере предшествовали градуировка радиотехнического тракта с точностью до 3% и контрольные измерения спектров

ионизаций для частиц жесткой и мягкой компонент на уровне моря. Полученный спектр ионизаций для частиц жесткой компоненты удовлетворительно согласуется с кривой распределения флюктуаций ионизационных потерь, рассчитанной по Ландау [4] с учетом энергетического спектра мезонов на уровне моря [5].

Наиболее вероятная ионизация частиц жесткой компоненты на уровне моря составляет по этим измерениям $53 \pm 2$ пар ионов $см^{-1}$ в воздухе, средняя удельная ионизация — $68 \pm 1$ пар ионов $см^{-1}$, средняя удельная ионизация для частиц мягкой компоненты — $81 \pm 2$ пар ионов $см^{-1}$ (здесь указаны только статистические ошибки измерений).

С описанной аппаратурой были проведены измерения на разных уровнях в стратосфере до высоты 26 км над уровнем моря.

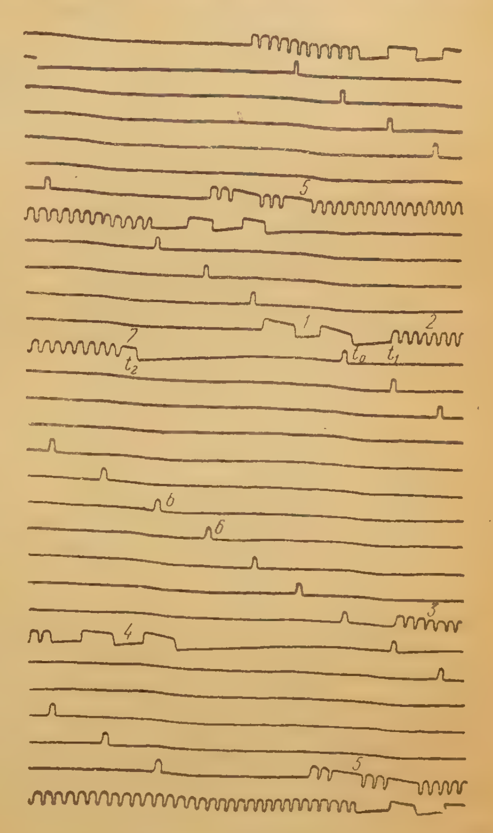



Рис. 2. Образец осциллограммы сигналов при работе установки на высоте 23 км: *1* — импульс от стартового генератора, разрешающий регистрацию импульса *2* от ионизационной камеры, превосходящего установленный порог; *3* — импульс от ионизационной камеры, обусловленный прошедшей через телескоп частицей; *4* — отметка, указывающая, что импульс *3* вызван частицей жесткой компоненты; *5* — контрольные градуировочные сигналы; *6* — барографические сигналы; *7* — импульс от счетчиков, окружающих камеру

Обратимся к спектрам частиц, зарегистрированных телескопом. На рис. 3 приведены гистограммы ионизационных импульсов частиц жесткой компоненты, относящиеся к высоте 8,8 ÷ ÷12 км и к уровню моря. Плавная кривая, приведенная для сравнения на гистограмме *б*, повторяет распределение (кривую), полученное на уровне моря (гистограмма *а*), с учетом изменившейся в полете амплитуды шумов усилителя. Величина ионизации вы-

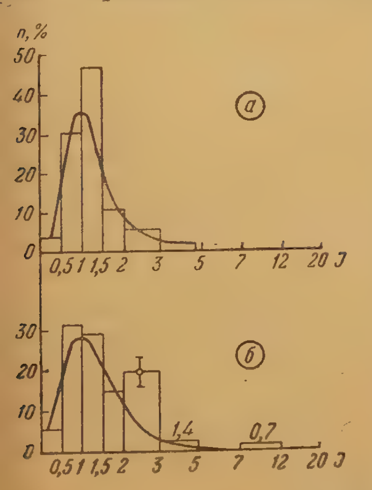



Рис. 3. Гистограммы ионизационных импульсов частиц жесткой компоненты на уровне моря $H = 0$ (*а*) и на высоте $H = 8{,}8 \div 12$ км (*б*). По оси абсцисс отложена ионизация $J$ в относительных единицах. За единицу ионизации принята наиболее вероятная ионизация в спектре жесткой компоненты на уровне моря. На гистограмме *б* проведена (показанная в виде плавной кривой на гистограмме *а*) кривая распределения, относящаяся к уровню моря, с учетом изменившегося в полете уровня шумов

ражена в единицах, кратных наиболее вероятной ионизации частиц жесткой компоненты на уровне моря. Обращает на себя внимание отчетливо выделяющийся на высотах, бо́льших 8 км, «избыток» (по сравнению с измерениями на уровне моря) частиц в спектре жесткой компоненты

в интервале полутора—трехкратных ионизаций, где он составляет примерно 10% (рис. 3), и в интервале трех—десятикратных ионизаций в спектре мягкой компоненты, составляющий здесь около 5—6% (рис.5). Наличие верхней границы детектирования избыточных частиц в районе трехкратной ионизации в спектре жесткой компоненты позволяет отождествить их с протонами, что подкрепляется также данными Андерсона [6] о спектре протонов на уровне 9 км, позволяющими ожидать наличия

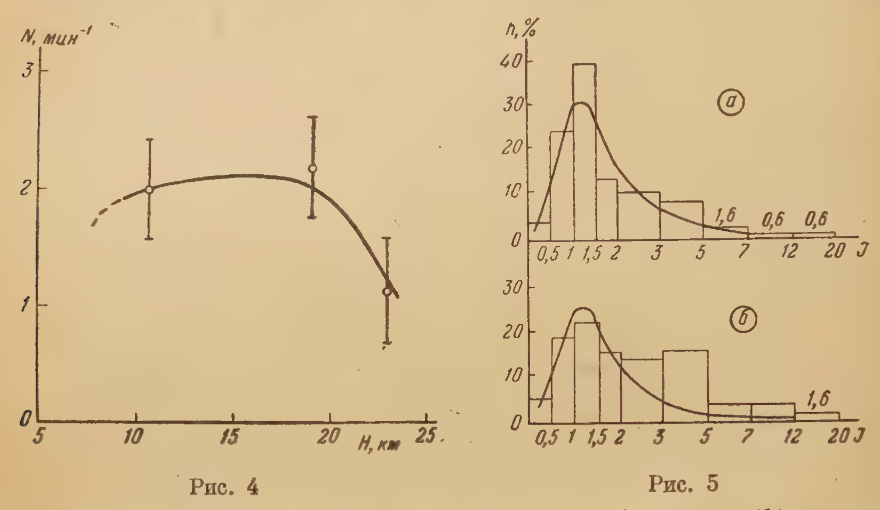



Рис. 4 Рис. 5

Рис. 4. Изменение интенсивности вторичных протонов, обладающих $1^1/_2$—3-кратной ионизацией, с высотой

Рис. 5. Гистограммы ионизационных импульсов частиц мягкой компоненты на высотах над уровнем моря $H = 8{,}8 \div 12$ км (*а*) и $H = 22{,}6 \div 23{,}6$ км (*б*). По оси абсцисс отложена ионизация $J$ в относительных единицах; единица ионизации та же, что на рис.3. Для сравнения приведены кривые распределения, полученные на уровне моря, с учетом изменившегося в полете уровня шумов

указанного избытка сильно ионизующих частиц в соответствующих интервалах ионизаций. Поток сильно ионизующих протонов, достигая заметного уровня на высоте 8—9 км, сохраняет затем приблизительное постоянство до 19 км и, начиная с этой глубины (примерно с 65 г см$^{-2}$), убывает к границе атмосферы, подтверждая тем самым вторичный характер частиц (рис. 4).

На малых глубинах порядка 35 — 40 г см$^{-2}$ с приближением к границе атмосферы все возрастающий удельный вес в спектрах приобретают сильно ионизующие частицы, обладающие в среднем четырехкратной ионизацией (в интервале 3—5-кратных ионизаций; см., например, рис. 5). Их средний пробег, если его определить по изменению потока с высотой, равен примерно 40 г см$^{-2}$. Экстраполированный к границе атмосферы поток этих частиц, допускающих отождествление с первичными $\alpha$-частицами, составляет около 20% полного потока первичного излучения. Это находится в удовлетворительном согласии с данными относительно потока первичных $\alpha$-частиц, полученными при помощи фотопластинок [7]. Максимальные ионизационные импульсы, зарегистрированные при прохождении через камеру одиночных частиц, соответствуют ионизации, создаваемой ядрами кислорода. Наличие многозарядных частиц в составе первичного излучения определяет значительный рост с высотой (начиная с высот 19—20 км) средней удельной ионизации частиц, зарегистрированных телескопом (рис. 6, кривая *1*). Некоторое увеличение ионизующей способности на средних высотах (от $71 \pm 1$ пар ионов см$^{-1}$ на уровне моря до $85 \pm 5$ пар ионов см$^{-1}$ на высотах $10 \div 19$ км) обусловлено в основном потоком вторичных сильно ионизующих протонов.

Полученные при измерениях с телескопом данные сопоставлены на ис. 6 с данными, опирающимися на измерения глобальной интенсивности осмического излучения по числу частиц и ионизации, выполненные в раоте [3]. Согласно этой работе, удельная ионизация на высоте 16 км долкна составить 130 пар ионов $см^{-1}$, что примерно в 1,5 раза превосходит олученное нами значение. Разница между кривыми *1* и *2* существенно ыходит за пределы возможных погрешностей измерений, и ее можно отести за счет короткопробежных сильно ионизующих частиц, не регистриуемых телескопом. К такому заклюению приводит рассмотрение спектов ионизаций, полученных во втором арианте измерений (без ограничения

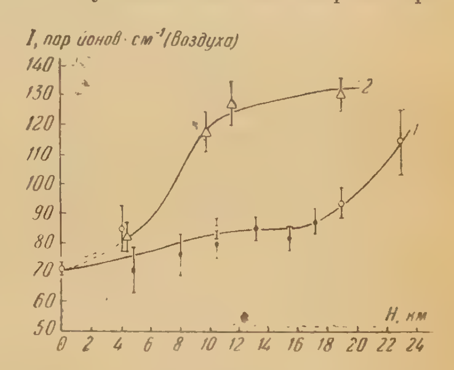



Рис. 6. Изменение средней удельной иониации *I* частиц космического излучения с ысотой: светлые и черные точки (криая *1*) — результаты измерений с импульсой ионизационной камерой и вертикальым телескопом, треугольники — по даным измерений с импульсной камерой без елескопа; кривая *2* проведена по данным змерений [3] с интегральной камерой и одиночным счетчиком

робегов частиц). После учета небольшого ионизационного вклада (около % от всей ионизации) периферийных частиц, пересекавших камеру по оротким хордам и оставшихся за порогом регистрации (около 15% от бщего потока), усреднение этих спектров приводит к данным, хорошо солласующимся с результатами [3] (см. рис. 6). Сравнение спектров, а также анные счетчиков, окружавших камеру, позволяют при этом выделить астицы, не регистрируемые телескопом, и определить их ионизующую пособность. Некоторую долю этих частиц, малую по числу (примерно ,5% от полного потока заряженных частиц), но заметную по ионизационому вкладу (около 30% от всей «избыточной» ионизации), составляют ороткопробежные сильно ионизующие частицы, в основном протоны, ыделяющие в камере значительную энергию, такую же, какая выделяется ри прохождении более семи релятивистских частиц. Природа этих частиц и х генетическая связь с ядерными расщеплениями установлена в ряде сследований ионизационных толчков в камере, поднятой в стратосферу 3, 8]. Бо́льшая часть частиц с пробегом менее 1,7 г $см^{-2}$ Al, составляющая коло 20% от глобального потока в стратосфере, обладает в среднем двуратной удельной ионизацией и не допускает отождествления с протонами или медленными мезонами. Компонента, генерирующая эти частицы,

**Спектр сильно ионизующих частиц в стратосфере на высоте 18—20 км**

| Интервал ионизаций * | Средняя ионизация в данном интервале | Пробеги частиц | Доля частиц в данном интервале (в % от всего потока) | Природа частиц |
|---|---|---|---|---|
| 1,2÷1 | 1,7 | > 57 г $см^{-2}$ Pb + 7 г $см^{-2}$ Al | 4±1 | Вторичные протоны |
| 2÷5,5 | 3 | > 1,7 г $см^{-2}$ Al<br>< 57 г $см^{-2}$ Pb + 7 г $см^{-2}$ Al | 3±1 | Вторичные протоны |
| 1,2÷5,5 | 2,1 | < 1,7 г $см^{-2}$ Al | 20±3 | Электроны |
| >5,5 | 11 | ≧ 1,7 г $см^{-2}$ Al | 3±0,5 | В основном протоны |

* За единицу принята средняя ионизация, создаваемая релятивистской частицей.

должна быть нейтральной (как следует непосредственно из показаний годоскопических счетчиков), но лишь незначительная доля частиц может быть ядрами отдачи, вызванными потоком нейтронов. Весьма вероятно, что указанные частицы в основном являются электронами с верхним значением энергии порядка 7 MeV. Их повышенная ионизующая способность (двукратная по сравнению со средней ионизацией релятивистской частицы) может найти себе объяснение в многократном рассеянии этих частиц. Экспериментальные данные по поглощению в легком веществе монохроматических электронов интересующих нас энергий [9—11], а также расчеты, выполненные в работе [8] для равновесного спектра электронов в стратосфере, подтверждают это предположение. Частицы, обладающие релятивистской ионизацией, составляют около 70% от глобального потока в стратосфере.

В заключение в таблице дается сводка полученных в настоящей работе данных о спектре сильно ионизующих частиц в стратосфере.

Автор пользуется случаем выразить глубокую благодарность С. Н. Вернову и Н. Л. Григорову за постоянное внимание к работе и ценные дискуссии.

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова

### Цитированная литература

1. Вернов С. Н., Григоров Н. Л., Савин Ф. Д., ДАН СССР, 57, 137 (1947).
2. Бриккер С. И., Вернов С. Н., Евреинова И. М., Соколов С. П., Чарахчьян Т. Н., ДАН СССР, 57, 141 (1947).
3. Григоров Н. Л., Евреинова И. М., Соколов С. П., ДАН СССР, 81, 379 (1951).
4. Ландау Л. Д., J. Phys. USSR, 8, 204 (1944).
5. Rossi B., Rev. Mod. Phys., 20, 384 (1948).
6. Adams R. V., Anderson C. D., Lloyd P. E., Rau R. R., Saxena R. C., Rev. Mod. Phys., 20, 334 (1948).
7. Bradt H. L., Peters B., Phys. Rev., 77, 54 (1950).
8. Соловьев А. Д., Диссертация, МГУ, 1953.
9. Синельников К. Д., Вальтер А. К., Таранов А. Я., Иванов А. В., Гуменюк В. С., ЖЭТФ, 9, 127 (1939).
10. Hereford F. L., Swann C. P., Phys. Rev., 78, 727 (1950).
11. Trump J. G., Wright K. A., Clarke A. M., J. Appl. Phys., 21, 345 (1950).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Л. П. КОТЕНКО

# ИССЛЕДОВАНИЕ ИОНИЗУЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЫСОТЕ 3200 м МЕТОДОМ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ПРОПОРЦИОНАЛЬНОГО СЧЕТЧИКА

Для измерения ионизующей способности космического излучения мы использовали стильбеновый и нафталиновый кристаллы размером соответственно $17 \times 24 \times 24$ и $14 \times 11 \times 21$ мм. Расположение телескопа, кристалла, фотоумножителя и фильтров показано на рис. 1. Телескоп из шести счетчиков Гейгера *Т* выделял частицы, проходившие через кристалл *К* под небольшим углом к вертикали. Световые вспышки в кристалле усиливались фотоумножителем и далее линейным усилителем. Импульс напряжения с выхода усилителя подавался на вертикальные пластины осциллографической трубки. В момент прохождения частицы зажигался луч трубки и фотографировалось отклонение луча. Вместе с лучом фотографировались неоновые лампочки, соединенные с рядами счетчиков, разделявших фильтры, а также неоновые лампочки, соединенные с «ливневыми» счетчиками (*Л* на рис. 1). Неоновые лампочки отмечали пробег и ливневое сопровождение частицы. Управление установкой осуществлялось радиосхемой. Линейность работы усилителя проверялась специальным калибровочным генератором. Амплитудная линейность усиления фотоумножителем коротких световых вспышек проверялась искровым генератором путем изменения расстояния от искры до фотокатода. Увеличив напряжение между анодом и последним динодом фотоумножителя, мы добились того, что фотоумножитель линейно усиливал по амплитуде вплоть до 8 V световые вспышки длительностью $10^{-9} - 10^{-8}$ сек.

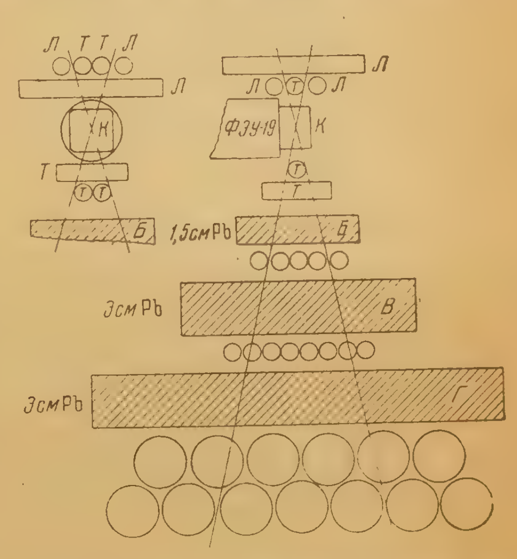



Рис. 1. Схема расположения телескопа, кристалла, фотоумножителя и фильтров: *Л* — ливневые счетчики, *Т* — телескопические счетчики, *К* — кристалл, ФЭУ-19 — фотоумножитель, *Б*, *В* и *Г* — свинцовые фильтры с расположенными под ними фильтровыми счетчиками

На рис. 2 представлены дифференциальные спектры ионизации частиц космических лучей, измеренные при помощи стильбенового кристалла в том случае, когда над установкой располагалось 22 см свинца. По оси абсцисс отложен световой выход из кристалла в относительных единицах, по оси ординат — число частиц на интервал светового выхода. Спектр *А* принадлежит частицам, прошедшим 7,5 см свинца, помещенного под кристаллом, т. е. через все три фильтра; спектры *Б*, *В*, *Г* принадлежат частицам, застрявшим соответственно в фильтрах *Б*, *В* и *Г* (см. рис. 1).

Случаи с ливневой отметкой не включались в эти распределения. Очевидно, все эти спектры состоят в основном из μ-мезонов, поскольку мягкая компонента должна была поглотиться фильтром в 22 см Pb, расположенным над установкой. Ионизующая способность μ-мезонов с пробегом 7,5 см Pb

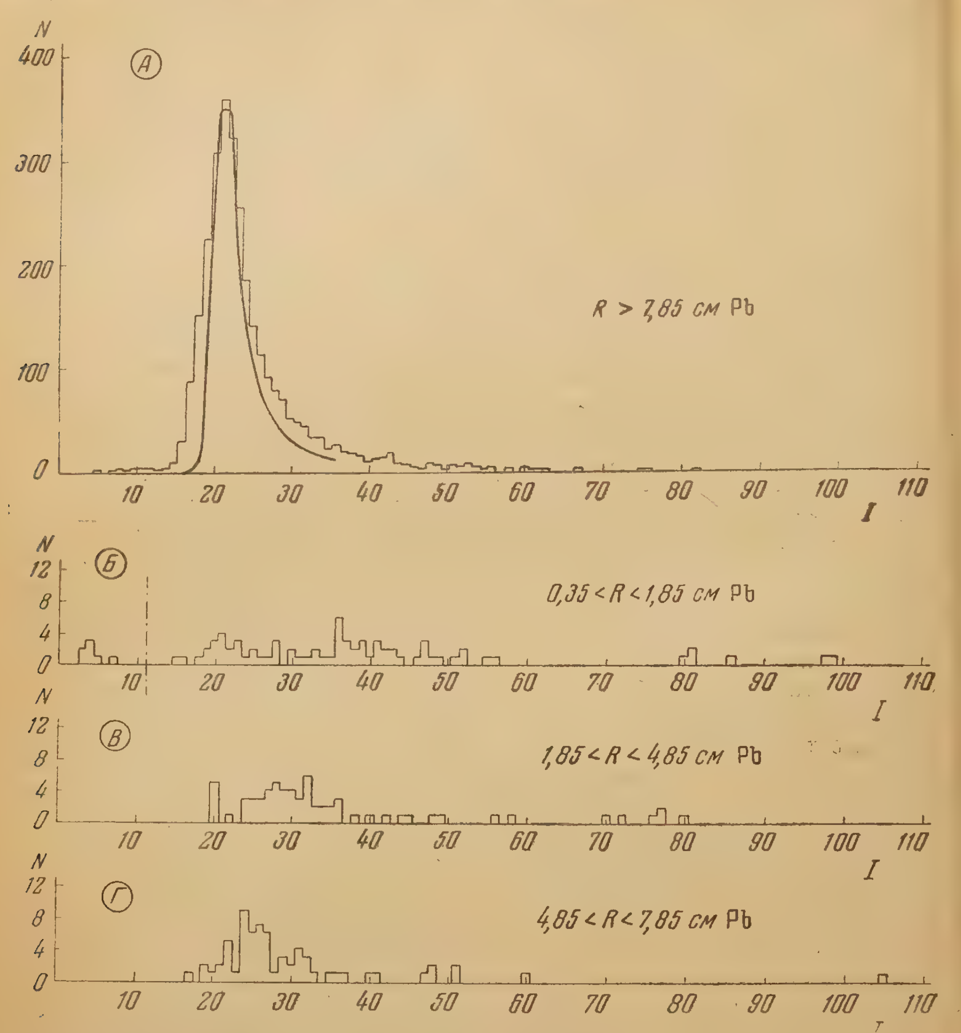



Рис. 2. Дифференциальные спектры ионизации частиц космических лучей. Над установкой помещался слой свинца толщиной 22 см. Спектр *А* соответствует частицам, прошедшим через все три фильтра; спектры *Б*, *В* и *Г* соответствуют частицам, поглощенным соответственно в фильтрах *Б*, *В* и *Г* (см. рис. 1). Число частиц, на основе которого построены спектры *А*, *Б*, *В* и *Г*, соответственно равно 2855, 76, 65 и 66. Число частиц с ионизацией $I > 110$ составляет: 1 частица для спектра *А* и 3 частицы для спектра *В*

уже минимальна. Вследствие наличия «эффекта плотности» * не наблюдается логарифмического роста ионизационных потерь вслед за минимумом ионизации, и поэтому все μ-мезоны в спектре *А* должны обладать одной и той же минимальной ионизацией. Ввиду этого гистограмму *А* можно рассматривать как флюктуационную кривую наших измерений. Флюктуационная кривая должна совпадать с флюктуационной кривой Ландау [1], если разброс результатов измерений ионизации определялся только

* Ниже (стр. 528) будут приведены экспериментальные доказательства существования «эффекта плотности» для стильбенового и нафталинового кристаллов.

флюктуациями ионизационных потерь *. На рис. 2, *А* плавной кривой показана кривая Ландау. Полуширина флюктуационной кривой Ландау — 20 %, экспериментальная кривая в 1,5 раза шире. Это, повидимому, связано со статистическим разбросом в числе электронов, вырываемых с фотокатода фотоумножителя фотонами, идущими из сцинтиллятора.

Гистограммы *Б*, *В* и *Г* на рис. 2 принадлежат μ-мезонам, поглощенным в соответствующих фильтрах (см. рис. 1), расположенных под кристаллом. Наиболее вероятная ионизация их, рассчитанная по формуле Ландау [1], с учетом поправки на «эффект плотности» должна составлять соответственно 2 $I_{min}$, 1,35 $I_{min}$ и 1,2 $I_{min}$. Максимумы гистограмм *В* и *Г* в соответствии с этим действительно сдвинуты примерно на 35 и 20% по отношению к минимальной ионизации, т. е. по отношению к максимуму гистограммы *А*. Однако в первом фильтре (спектр *Б*), кроме группы частиц, ионизация которых близка к двойной, т. е. μ-мезонов, имеется группа частиц, ионизация которых близка к минимальной. Это, очевидно, релятивистские электроны, так как из известных частиц только они могут обладать минимальной ионизацией, имея пробег, соответствующий первому фильтру. Эти электроны имеют вторичное происхождение и являются, очевидно, δ-электронами, образованными жесткой компонентой космического излучения в нижнем слое свинцового фильтра, помещенного над установкой. По этим измерениям число электронов под 22 см свинца, поглощенных в свинцовом фильтре толщиной 1,5 см, приблизительно равно числу μ-мезонов, поглощенных в том же фильтре. Появление в этом спектре небольшой группы частиц с ионизацией около нуля объясняется ливнями малой плотности. Если имеется ливень малой плотности, то он может осуществить четверное совпадение и в то же время только слегка задеть кристалл.

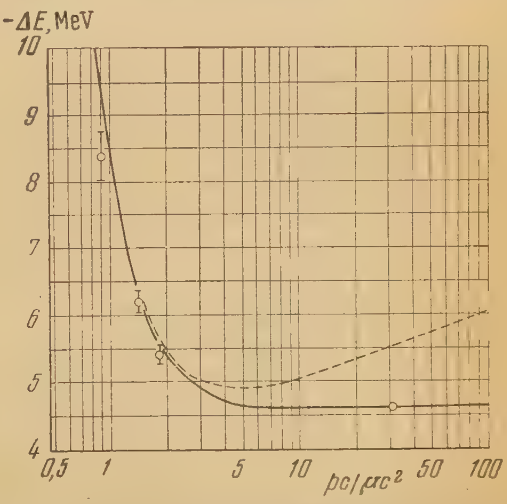



Рис. 3. Зависимость наиболее вероятных ионизационных потерь энергии ($-\Delta E$) в стильбеновом кристалле (с учетом поправки на «эффект плотности») от отношения $pc/\mu c^2$ ($p$ и $\mu$ — импульс и масса покоя частицы). Сплошная кривая — с учетом поправки на «эффект плотности», пунктирная кривая — без учета этой поправки. Экспериментальные точки — наиболее вероятные значения светового выхода из стильбенового кристалла в зависимости от импульса μ-мезонов. Нормирована точка, соответствующая жестким μ-мезонам

На рис. 3 сплошная кривая представляет наиболее вероятные потери энергии в использованном стильбеновом кристалле в зависимости от отношения $pc/\mu c^2$, рассчитанные по формуле Ландау [1] с учетом поправки на эффект плотности по Штернгеймеру [3]; пунктирная кривая построена без учета поправки на эффект плотности. Экспериментальные точки представляют наиболее вероятные значения светового выхода из стильбенового кристалла в зависимости от импульса μ-мезонов, поглощенных в первом, втором и третьем фильтрах, а также жестких μ-мезонов, прошедших через все фильтры. Средний импульс мягких μ-мезонов находился по среднему

---

* Поправки Брунка и Лейзеганга [2] к теории Л. Д. Ландау [1] в настоящих измерениях не играют роли, поскольку они учитывают влияние на ионизационные потери электронов внутренних оболочек атома, а световой выход обусловлен электронами внешних оболочек.

пробегу с учетом удлинения пробега из-за кулоновского рассеяния [4]. Средний импульс жестких μ-мезонов находился по импульсному спектру μ-мезонов на высоте гор с учетом обрезания спектра фильтрами. Нормирована точка, соответствующая жестким μ-мезонам.

Наиболее вероятные значения светового выхода по гистограммам рис. 2 определялись методом «максимума правдоподобия» [5—7]. Наиболее вероятные значения для других измерений определялись более простым методом, основанным на обрезании гистограмм справа от максимума в области больших отклонений ионизаций от их наиболее вероятных значений *.

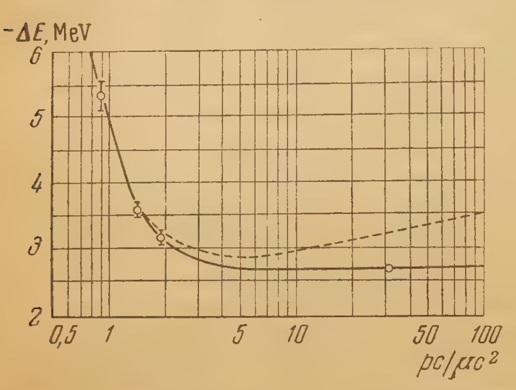



Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для нафталинового кристалла

Ошибки экспериментальных точек на рис. 3 соответствуют 60 ÷ 70%-ным доверительным пределам. Ошибка для точки, соответствующей жестким μ-мезонам, равна ± 0,5%, что на графике соответствует приблизительно толщине кривой ионизационных потерь.

Из рис. 3 видно, что в пределах плотностей ионизации от минимальной до двойной имеется пропорциональная зависимость между световым выходом из стильбенового кристалла и потерями энергии на ионизацию. Однако при двойной ионизации наблюдается отклонение от пропорциональности в сторону уменьшения эффективности светового выхода приблизительно на 10 %. Далее можно видеть, что экспериментальные точки хорошо согласуются с теоретической кривой ионизационных потерь, которая вычислена с учетом поправки на эффект плотности, и совершенно не согласуются с пунктирной кривой, не учитывающей этой поправки. Так, если мы поместим точку для жестких μ-мезонов на пунктирную кривую, то точки с $pc/\mu c^2$, равным 1,4 и 1,8, будут расположены вне кривой на расстоянии порядка пяти средних квадратичных отклонений. Таким образом, экспериментально показано существование эффекта плотности в стильбеновом кристалле и согласие с теорией этого эффекта.

На рис. 4 представлены результаты измерений с нафталиновым кристаллом, аналогичные измерениям со стильбеновым кристаллом. Здесь также можно заметить, что световой выход из нафталинового кристалла пропорционален потерям энергии, причем при двойной ионизации отступления от пропорциональности не обнаружено. Хорошее совмещение экспериментальных точек на рис. 4 с кривой потерь энергии, учитывающей эффект плотности, и невозможность совместить их с кривой, не учитывающей этого эффекта, показывает, что эффект плотности наблюдается в нафталиновом кристалле и дает хорошее количественное согласие с теорией.

На рис. 5 изображены дифференциальные спектры ионизации частиц космических лучей на высоте 3200 м в случае, когда над установкой не было специальных фильтров. Надо заметить, что потолочные перекрытия над установкой при этом составляли приблизительно 30 г см$^{-2}$ легкого вещества. Спектр *А* относится к жестким частицам (частицам, прошедшим 7,5 см свинца), т. е. в основном к μ-мезонам. Спектры *Б*, *В*, *Г* представляют мягкую компоненту и, следовательно, в основном состоят из электронов. В наиболее чистом виде электроны представлены в спектре *Б*, поскольку в первом фильтре поглотилась львиная доля электронов, а некоторое количество μ-мезонов и сильно ионизующих частиц, поглощен-

* См. Приложение.

ных в этом фильтре, составляет небольшой процент от числа электронов. В спектре $B$ мы имеем смесь электронов, мезонов и сильно ионизующих частиц, или протонов. В спектре $Г$ имеется также смесь электронов, мезонов и протонов.

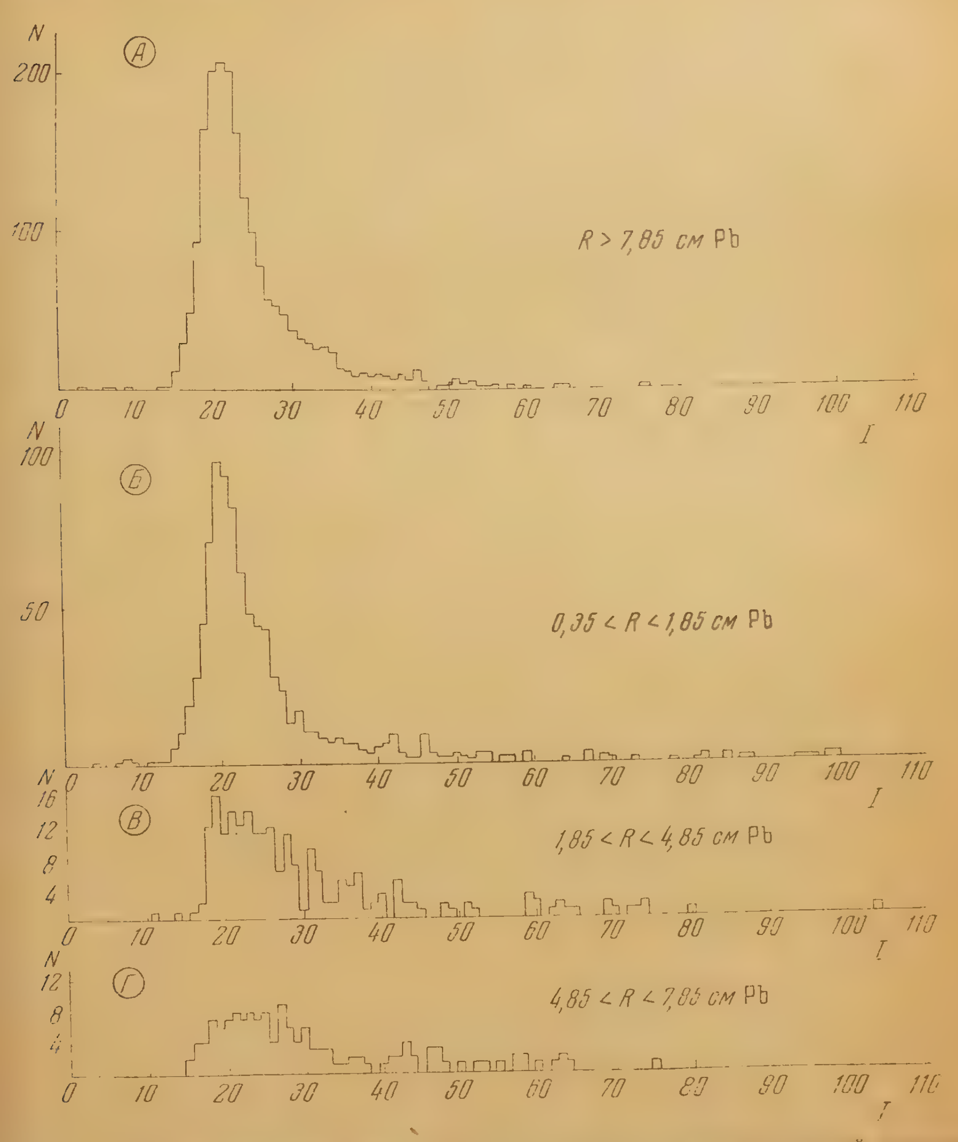



Рис. 5. Дифференциальные спектры ионизации частиц космических лучей на высоте 3200 м. Над установкой помещался слой легкого вещества с поверхностной плотностью 30 г см$^{-2}$. Обозначения совпадают с использованными на рис. 2. Число частиц, на основе которых построены спектры $A$, $Б$, $B$ и $Г$, равно соответственно 1889, 885, 218 и 141. Число частиц с ионизацией $I > 110$ составляет: 2 частицы для спектра $A$, 8 частиц для спектра $Б$ и 2 частицы для спектра $Г$

Из спектров $A$ и $Б$ видно, что наиболее вероятная ионизация релятивистских электронов в соответствии с расчетом, учитывающим эффект плотности, совпадает с минимальной ионизацией. Точное определение наиболее вероятных значений ионизации релятивистских мезонов и электронов из трех серий измерений (результаты двух других серий не приводятся) дает совпадение с точностью 1,5 %. Это, в частности, указывает на то, что световой выход из кристалла при релятивистских энергиях

с точностью до полутора процентов зависит только от плотности ионизации, но не от природы частиц. Для нерелятивистских энергий световой выход зависит также от природы частиц (можно указать на работу Тейлора, Ентшке и др. [8], а также на работу Фрея, Грима и др. [9]).

Наконец, по спектрам рис. 5 можно оценить число сильно ионизующих частиц, или протонов, остановившихся в результате ионизационных потерь в 7,5 см Pb. Расчет показывает, что самые жесткие протоны — протоны, поглощенные в третьем фильтре (спектр *Г*), — должны создавать ионизацию, равную 2,6 $I_{min}$; самые же мягкие мезоны — мезоны, поглощенные в первом фильтре (спектр *Б*), — создают ионизацию порядка 2 $I_{min}$. Очевидно, грубую оценку числа протонов в мягких спектрах можно произвести, учтя все частицы с ионизацией, большей 2,3 $I_{min}$. Оценка, произведенная по трем сериям измерений, показывает, что число протонов в мягкой компоненте составляет 4,8% от всей жесткой компоненты. Однако этот процент явно завышен, поскольку в число сильно ионизующих частиц — протонов — могло попасть некоторое число электронов и мезонов. Вычитание электронов и мезонов из числа сильно ионизующих частиц (исходя из вида распределений для электронов и мезонов) понижает количество протонов до 3,5%. В итоге количество сильно ионизующих частиц, или протонов, остановившихся в результате ионизационных потерь в 7,5 см свинца, на высоте 3200 м под слоем 30 г см$^{-2}$ легкого вещества составляет по отношению к жесткой компоненте 3,5 $\pm$ 1%, что соответствует вертикальному потоку протонов с импульсами 0,8 BeV $c^{-1}$, равному $(2{,}1 \pm 0{,}6) \cdot 10^{-3}$ (BeV $c^{-1})^{-1}$ см$^{-2}$ сек$^{-1}$ стер$^{-1}$.

В работе Кочаряна, Айвазяна и др. [10] был получен импульсный спектр протонов на высоте 3200 м. Если по этому спектру вычислить поток протонов с импульсом 0,8 BeV $c^{-1}$, то он будет равен $2{,}3 \cdot 10^{-3}$(BeV $c^{-1})^{-1}$ см$^{-2}$ сек$^{-1}$ стер$^{-1}$, т. е. в пределах ошибок имеется согласие с потоком, полученным в настоящей работе. Наши данные не противоречат данным Миллера, Хендерсона и др. [11], исследовавших протонно-мезонную компоненту на высоте 3400 м при помощи камеры Вильсона. Авторы дают для потока протонов с импульсом 1 BeV $c^{-1}$ значение $1{,}1 \cdot 10^{-3}$ (BeV $c^{-1})^{-1}$ см$^{-2}$ сек$^{-1}$ стер$^{-1}$, что в два раза меньше полученного нами. Если учесть вид спектра налетающих протонов (показатель — 2,6—2,8 [10, 12]), то при переходе от импульса 0,8 BeV $c^{-1}$ к импульсу 1 BeV $c^{-1}$ должно наблюдаться уменьшение потока как раз в два раза.

*ПРИЛОЖЕНИЕ*

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАИБОЛЕЕ ВЕРОЯТНЫХ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ

Известно, что если определить среднее значение ионизации частиц по измерениям с пропорциональным счетчиком, то при релятивистских энергиях эта величина не будет совпадать со средней ионизацией, описываемой формулой Бете—Блоха. Поэтому для сравнения с теорией обычно определяют наиболее вероятную ионизацию, соответствующую максимуму кривой распределения. Метод определения параметров какого-либо закона распределения, в частности наиболее вероятного значения, по нескольким измерениям впервые был предложен Фишером [5] и назван им «методом максимума правдоподобия». Практические способы применения «метода максимума правдоподобия» описаны также в работах [6, 7]. Обработка данных этим методом занимает довольно много времени, поэтому мы попытались найти более простой способ.

Различие в изменении средних и наиболее вероятных потерь на ионизацию в зависимости от энергии частиц обусловлено ростом числа быстрых $\delta$-электронов с ростом энергии. В настоящих измерениях для рассматри-

ваемого интервала энергий мезонов различие в потерях составляет около 10 %. Способ определения наиболее вероятных потерь на ионизацию, примененный в настоящей работе, основан на обрезании гистограмм в области больших ионизаций (см. рис. 2), иначе на исключении как раз δ-электронов большой энергии. Если подсчитать среднюю ионизацию по обрезанным спектрам, то изменение ее с энергией должно совпасть с изменением наиболее вероятной ионизации. Необходимо, однако, найти «одинаковые» границы обрезания для всех гистограмм. Мы поступали следующим образом. Устанавливали границу обрезания для одного из спектров (например для гистограммы *A* на рис. 2) в области двойной-полуторной ионизации и находили отношение среднего значения ионизации обрезанного спектра к значению ионизации границы обрезания. Затем на глаз устанавливалась граница обрезания для следующего спектра и находилось аналогичное отношение. Если оно оказывалось больше исходного, граница отодвигалась вправо, если меньше — влево. Достаточно было двух-трех приближений, чтобы установить границу, «одинаковую» с исходной. Так же находились границы обрезания для других спектров. Полученные средние значения обрезанных спектров должны быть пропорциональны наиболее вероятным значениям гистограмм. Если поделить все средние значения на среднее значение для жесткого спектра (гистограмма *A* на рис. 2), то получим наиболее вероятную ионизацию частиц в единицах минимальной ионизации.

Данные, представленные на рис. 2, были обработаны как «методом максимума правдоподобия», так и при помощи обрезания спектров. Наиболее вероятные ионизации, подсчитанные двумя методами, совпали в пределах 1 %. Ошибки измерений (порядка 2,5%), соответствующие 60—70%-ным доверительным пределам (для обрезанных спектров — среднеквадратичные), также оказались одинаковыми. Специально было показано, что значения наиболее вероятных ионизаций остаются неизменными при различных границах обрезания спектров в области двойной — полуторной ионизации по сравнению с наиболее вероятной ионизацией. Чтобы проиллюстрировать простоту метода обрезания спектров, достаточно сказать, что если для обработки гистограмм рис. 2 «методом максимума правдоподобия» потребовалось время порядка месяца, то методом обрезания спектров эти же данные были обработаны в течение нескольких часов.

Вообще, если имеется некоторая гистограмма с большим числом измерений вдали от ее максимума и если для нее известна теоретическая форма распределения (что обязательно для «метода максимума правдоподобия»), то наиболее вероятное значение соответствующей величины на данной гистограмме легко найти, установив сначала границу обрезания на кривой распределения, нарисованной в каком-нибудь масштабе, и действуя далее изложенным выше способом; чтобы перейти от среднего по обрезанной гистограмме к вероятному значению, нужно помножить это среднее на отношение наиболее вероятного значения кривой распределения к ее среднему по обрезанной кривой. Устанавливать границу по кривой распределения так, чтобы среднее по обрезанной кривой совпадало с наиболее вероятным значением, будет иметь смысл только в том случае, если при этом придется выкинуть не слишком много измерений, иначе увеличится статистическая ошибка измерений.

**Физический институт им. П. Н. Лебедева**
**Академии наук СССР**

**Цитированная литература**

1. Ландау Л. Д., Journ. Phys. USSR, 8, 201 (1944).
2. Blunck O., Leisegang S., ZS. Phys., 128, 500 (1950).
3. Sternheimer R. M., Phys. Rev., 88, 851 (1952).
4. Померанчук И. Я., ЖЭТФ, 18, 759 (1948).

5. Крамер Г., Математические методы статистики.— ИЛ, М., 1948.
6. Becker J., Chanson P., Nageotte E., Treille P., Prince B. T., Rothwell P., Proc. Phys. Soc., A65, 437 (1952).
7. Елисеев Г. П., Космачевский В. К., Любимов В. А., ДАН СССР, 90, 955 (1953).
8. Taylor C. J., Jentschke W. K., Remley M. E., Eby F. S., Kruger P. G., Phys. Rev., 84, 1034 (1951).
9. Frey H. B., Grim W. M., Priston W. M., Gray T. S., Phys. Rev., 82, 372 (1951).
10. Кочарян Н. М., Айвазян М. Т., Киракосян З. А., Кайтмазов С. Д., ДАН Арм. ССР, 17, 33 (1953).
11. Miller C. E., Henderson J. E., Potter D. S., Todd J., Jr, Phys. Rev., 84, 981 (1951).
12. Mylroi M. G., Wilson J. G., Proc. Phys. Soc., A64, 404 (1951).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

П. Н. АГЕШИН, А. Н. ЧАРАХЧЬЯН и Т. Н. ЧАРАХЧЬЯН

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОИСХОЖДЕНИЯ МЯГКОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В СТРАТОСФЕРЕ НА ГЕОМАГНИТНОЙ ШИРОТЕ 51° N

В своих опытах С. Н. Вернов и его сотрудники [1] установили, что интенсивную генерацию электронно-фотонной компоненты в стратосфере нельзя объяснить только за счет известного в то время процесса образования электронов при распаде $\mu$-мезонов. Спустя некоторое время после того, как в опытах с ускорителями были открыты нейтральные $\pi$-мезоны, бристольская группа исследователей [2] обнаружила и в стратосфере нейтральные $\pi$-мезоны, генерируемые в «звездах» в фотоэмульсии. Учитывая относительно большую вероятность генерации $\pi^0$-мезонов в «звездах» с последующим их распадом ($\pi^0 \to 2\gamma$), можно, как это общепринято, предполагать, что избыток электронно-фотонной компоненты в стратосфере является следствием возникновения $\pi^0$-мезонов. Исходя из известных в настоящее время данных о спектре генерации $\pi^0$- и $\pi^+$-мезонов в стратосфере и о схеме их распада, можно рассчитать прохождение электронно-фотонной компоненты через атмосферу и найти, например, энергетический спектр электронов на различных высотах. Хотя такого рода строгих расчетов еще не имеется, тем не менее получение экспериментальных данных о спектре пробегов заряженных частиц в стратосфере представляет интерес для сопоставления их с качественными результатами, получаемыми на основе теоретического рассмотрения.

На широте 51° N при помощи телескопов из счетчиков была измерена зависимость числа частиц мягкой компоненты от высоты в интервалах пробегов 0,4 ÷ 0,9, 1,2 ÷ 2,0, 2,0 ÷ 6,6 и 6,6 ÷ 11,3 г см$^{-2}$ стекла или

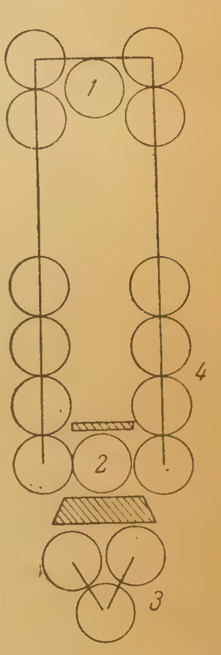



Рис. 1. Схема расположения счетчиков в приборе. Показанные на рисунке фильтры соответствуют измерениям частиц с пробегами 2 ÷ 6,6 г см$^{-2}$. Счетчики *1* и *2* образуют телескоп, годоскопические счетчики *4* служат для исключения «боковых ливней», счетчики *3* позволяют ограничить сверху величину пробега регистрируемых частиц

алюминия. Измерение числа частиц в указанных интервалах пробегов производилось при помощи соответствующих этим пробегам четырех телескопов одновременно в одном полете прибора в стратосферу. Для контроля в стратосфере были выполнены две серии измерений, данные которых в пределах статистических ошибок совпадают друг с другом.

Расположение счетчиков для одного из телескопов приведено на рис. 1. Чтобы исключить влияние боковых ливней, телескопы, состоящие из счетчиков *1* и *2*, были окружены группами боковых счетчиков *4*, как это показано на рисунке. Результаты измерений показали, что заметная доля совпадений в телескопе вызывается частицами боковых ливней. Совпадения, вызываемые боковыми ливнями, составляют 15—20% от числа

одиночных частиц, проходящих через телескоп. Представляет интерес в дальнейшем выяснить природу и происхождение этих боковых ливней, имеющих высокую интенсивность в условиях опытов в стратосфере.

Соединенные в параллель счетчики *3* закрывали телесный угол телескопа *1*, *2*. Регистрация совпадений *1*, *2*, которые не сопровождаются срабатыванием счетчиков *3* и боковых счетчиков *4*, позволяет измерить число частиц, заключенных в заданном интервале пробегов.

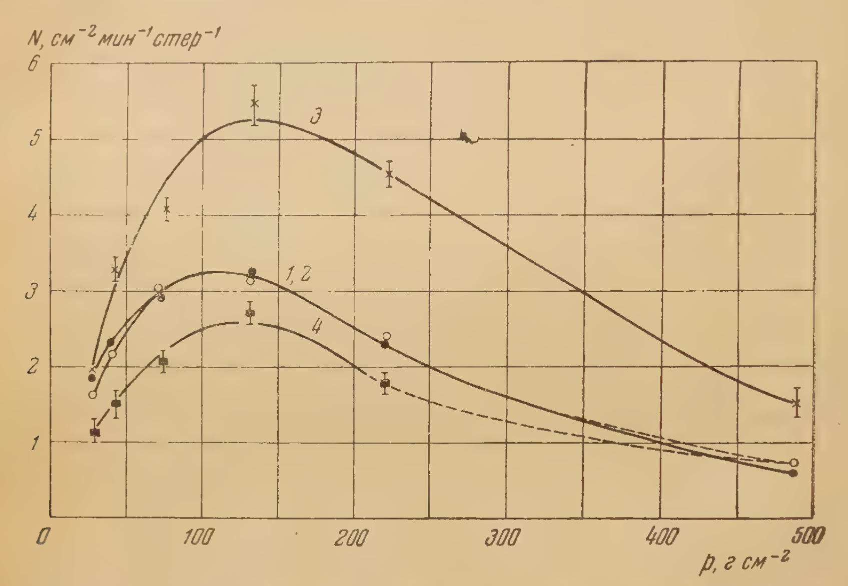



Рис. 2. Зависимость числа частиц мягкой компоненты от глубины в атмосфере для различных интервалов пробегов: *1* — в интервале 0,4 ÷ 0,9 г см$^{-2}$, *2* — в интервале 1,2 ÷ 2,0 г см$^{-2}$, *3* — в интервале 2,0 ÷ 6,6 г см$^{-2}$, *4* — в интервале 6,6 ÷ 11,0 г см$^{-2}$

Результаты измерений приведены на рис. 2. По оси ординат отложено число частиц (см$^{-2}$ мин$^{-1}$ стер$^{-1}$) для данного интервала пробегов, по оси абсцисс — давление атмосферы в г см$^{-2}$. Как видно из рис. 2, кривые, выражающие число частиц для всех четырех интервалов пробегов, имеют максимум в стратосфере. Высотная зависимость и число частиц в интервале пробегов 0,4 ÷ 0,9 г см$^{-2}$ практически совпадают с высотной зависимостью и числом частиц в интервале пробегов 1,2 ÷ 2 г см$^{-2}$. Высотные зависимости в интервалах пробегов 2,0 ÷ 6,6 и 6,6 ÷ 11,3 г см$^{-2}$ также близки между собой, но число частиц в этих интервалах отличается в два раза.

При помощи приведенных на рис. 2 зависимостей числа частиц от высоты мы можем получить дифференциальные спектры пробегов заряженных частиц мягкой компоненты в интервале глубин 30 ÷ 500 г см$^{-2}$. Дифференциальные спектры пробегов заряженных частиц на различных глубинах показаны на рис. 3. Спектры для различных глубин совмещены между собой в точке, соответствующей интервалу пробегов 2,0 ÷ 6,6 г см$^{-2}$.

Попытаемся выяснить характер измеренных нами короткопробежных частиц. На высоте 24 км полное число измеренных короткопробежных частиц, пробеги которых меньше 11,3 г см$^{-2}$ алюминия, составляет, по нашим данным, 30 % от общего числа заряженных частиц на этой высоте и около 70 % от числа частиц мягкой компоненты. Естественно предположить, что среди измеренных короткопробежных частиц почти нет $\mu$-мезонов, так как они не только теряют энергию в процессе ионизации, но и распадаются в стратосфере. Несколько сложнее обстоит дело с оценкой значения, которое имеют медленные протоны для наших измерений. Для

той оценки можно воспользоваться данными об избыточной ионизации стратосфере, полученными Н. Л. Григоровым и И. Д. Рапопортом [3]. Если избыточную ионизацию приписать действию протонов, пробеги которых ограничены только двумя первыми интервалами пробегов в наших измерениях, то число таких протонов составило бы примерно 10 % от измеренного нами числа частиц в том же интервале пробегов. Поэтому естественно считать, что представленные на рис. 3 спектры пробегов

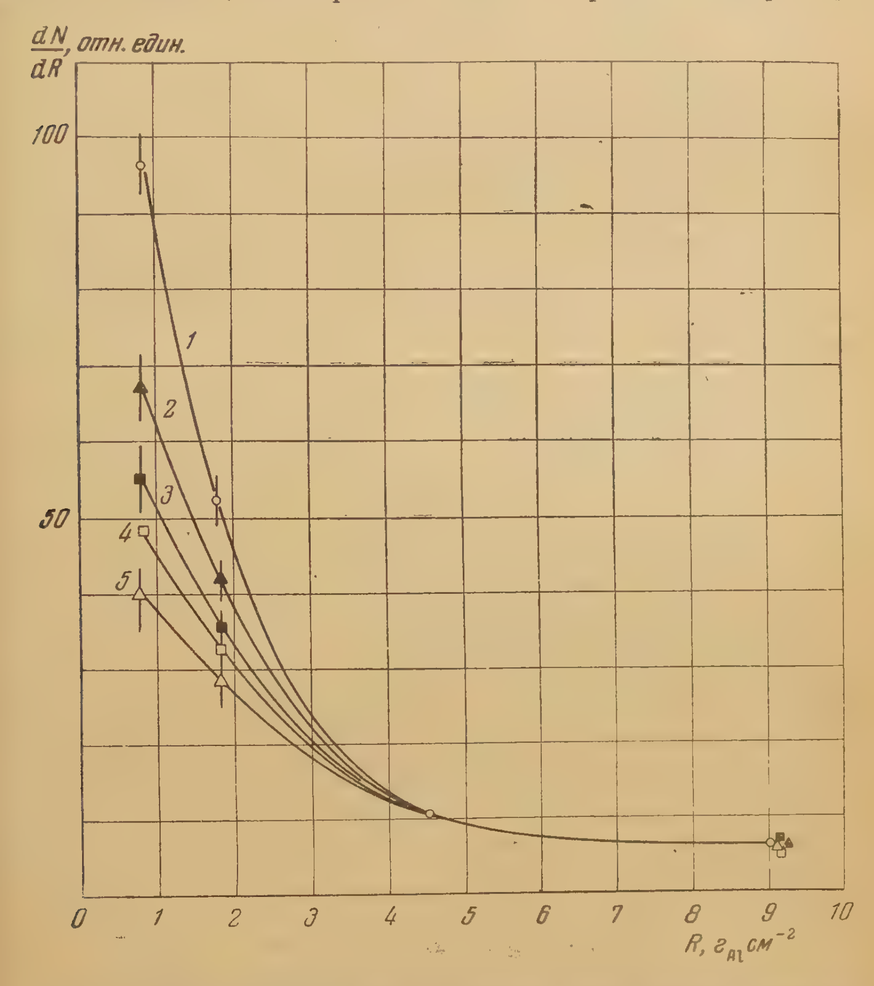



Рис. 3 Дифференциальные спектры пробегов частиц мягкой компоненты из различных глубинах в атмосфере. Кривые *1*, *2*, *3*, *4* и *5* соответствуют глубине атмосферы 30, 77, 136, 222 и 490 г см$^{-2}$

заряженных частиц мягкой компоненты практически на всех глубинах в атмосфере представляют собой спектр пробегов электронов. Для электронов первые два из исследованных нами интервалов пробегов соответствуют эффективным энергиям примерно 1,5 ÷ 6 MeV, а вторые два интервала — примерно 6 ÷ 40 MeV.

Как видно из рисунка, спектр пробегов частиц мягкой компоненты — электронов — непрерывно смягчается с уменьшением глубины. Это явление трудно объяснить с точки зрения каскадных электромагнитных процессов. Действительно, предположим, что измеренные нами коротко-пробежные электроны для двух первых из исследованных нами интервалов пробегов, например при малых глубинах (30 г см$^{-2}$), возникают не непосредственно, а путем электромагнитных каскадных процессов. То-

гда, с точки зрения теории, следовало бы ожидать увеличения доли этих частиц с увеличением глубины, а не уменьшения, как это показывают измерения.

В 1951 г. мы при помощи телескопов измерили число частиц в стратосфере с пробегами меньше 1 см Pb на широтах 51 и 31° N. Результаты этих измерений (которые будут опубликованы отдельно) показали, что величина широтного эффекта для таких частиц в стратосфере близка к широтному эффекту для первичных частиц космических лучей между указанными широтами и значительно превосходит широтный эффект $\mu$-мезонной компоненты и электронов с большими пробегами. Это обстоятельство также затрудняет объяснение происхождения преобладающего числа электронов малых пробегов на широте 51° N за счет каскадного размножения электронно-фотонной компоненты в верхних слоях атмосферы.

Таким образом, для интерпретации обнаруженных нами явлений — 1) наличия большого числа электронов малых энергий на малых глубинах, 2) непрерывного смягчения спектра пробегов электронов с уменьшением глубины, 3) наличия большого широтного эффекта для электронов малых энергий — нужно, повидимому, сделать предположение о новом механизме генерации в стратосфере электронно-фотонной компоненты малых энергий.

Авторы выражают глубокую благодарность С. Н. Вернову за интерес к этой работе и обсуждение полученных результатов.

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова
и
Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

### Цитированная литература

1. Вернов С. Н., ЖЭТФ, 19, 621 (1949).
2. Carlson A. G., Hooper J. E., King D. F., Phil. Mag., 41, 701 (1950).
3. Григоров Н. Л., Рапопорт И. Д., Шипуло Г. Т., ДАН СССР, 91, 491 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

П. Н. АГЕШИН, А. Н. ЧАРАХЧЬЯН и Т. Н. ЧАРАХЧЬЯН

# УЗКИЕ ВОЗДУШНЫЕ ЛИВНИ В СТРАТОСФЕРЕ

Проведенные нами в стратосфере измерения показали, что в случае отсутствия в телескопе какого-либо фильтра значительное число совпадений вызывается частицами боковых ливней. Число срабатываний счетчиков в телескопе, вызываемых случайными совпадениями, было мало. Отношение полного числа совпадений в телескопе от боковых ливней к ожидаемому числу случайных совпадений зависело от условий опыта; в различных опытах оно менялось от 2 до 10. Помимо этого, при помощи годоскопических систем счетчиков, расположенных определенным образом по отношению к счетчикам телескопа, можно было непосредственно отметить совпадения, вызываемые боковыми ливнями (см. [1]). Отношение числа совпадений в телескопе, вызываемых этими боковыми ливнями, к числу одиночных частиц, проходящих через счетчики телескопа, менялось от 0,05 до 0,25 в зависимости от условий опыта.

Дальнейшие наблюдения показали, что помещение в телескоп фильтра небольшой толщины уменьшало число совпадений, вызываемых боковыми ливнями. Следовательно, в составе частиц боковых ливней имелись частицы с небольшими пробегами. Было также замечено, что при наличии около годоскопических счетчиков пластин свинца частота срабатывания этих счетчиков увеличивается по сравнению с частотой срабатывания счетчиков, расположенных дальше от свинца. Этот результат указывал на наличие в составе боковых ливней фотонов.

Полученные таким образом данные о боковых ливнях в стратосфере не позволяли дать определенную интерпретацию их происхождения. Для этой интерпретации существенно было выяснить, локализовано ли начало указанных боковых ливней в самом приборе (генерация в различных частях прибора «звезд», электронно-ядерных ливней, ливней от электронов и т. д.) или часть этих ливней зарождается над прибором в воздухе. В последнем случае изучение их в стратосфере представляло бы значительный интерес. Ниже излагаются результаты измерений, из которых следует, что заметную долю боковых ливней можно интерпретировать как узкие воздушные ливни в стратосфере.

Измерения производились нами при помощи прибора, схема расположения счетчиков в котором дана на рис. 1. Группы счетчиков различались между собой тем, что над счетчиками $a$ и $c$ помещались различные поглотители в виде пластин. Над счетчиками $a$ и $c$ групп $I$, $II$, $IV$ и $V$ помещались свинцовые пластины толщиной соответственно 1, 2, 8 и 4 мм; над счетчиками группы $III$ помещались алюминиевые пластины толщиной 10 мм, а над счетчиками группы $VI$ пластины не помещались. Пластины были одинакового размера — 20 см вдоль счетчиков и 4 см в перпендикулярном направлении. Эффективные размеры счетчиков: $l = 20$ см и $d = 2$ см.

Длина коробки, в которой помещалось шесть групп счетчиков,— 140 см, ширина — 40 см, высота — 7 см. Верхняя крышка коробки (лист алюминия толщиной 0,3 мм) находилась на расстоянии 1,2 см от счетчиков. В коробке, кроме счетчиков, располагались схемы, состоявшие

из одной малогабаритной радиолампы и двух неоновых лампочек с радиодеталями (по одной схеме на каждый счетчик). Существенную часть веса этой части прибора составляли сами счетчики (не считая веса пластин, расположенных над счетчиками *a* и *c*). Эта коробка со счетчиками укреплялась на четырех стойках высотой 1 м. Снизу к этим стойкам крепилась другая коробка, в которой помещались более тяжелые части прибора.

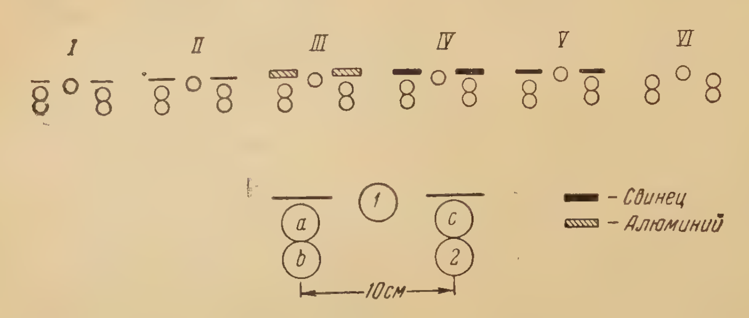



Рис 1. Схема расположения шести групп счетчиков в приборе для измерения числа воздушных ливней. Расположение счетчиков в каждой из групп было одинаковым. Внизу показана одна из групп в увеличенном масштабе. Толщина пластин поглотителей групп *I*, *II*, *IV* и *V* была равна соответственно 1, 2, 8 и 4 мм свинца; пластина поглотителя в группе *III* была из алюминия толщиной 10 мм

Радиотехническая схема и другие устройства позволяли осуществить передачу по радио сигналов, соответствующих следующим совпадениям импульсов: *abc*, *abc + 2*, *abc + 1*, *abc + 2 + 1*. Совпадения *abc*, *abc + +2*, *abc + 1* и *abc + 2 + 1* регистрировались для всех шести групп счетчиков независимо друг от друга.

Совпадения *abc* (для каждой группы счетчиков) могут вызываться: 1) случайными совпадениями, 2) δ-электронами, выбиваемыми из стенок счетчиков *a* и *b* при прохождении одиночных частиц через счетчики *a*, *c* или *b*, *c*. Ввиду идентичности шести групп счетчиков числа случайных совпадений и δ-ливней, полученные для различных групп, не могли заметно отличаться друг от друга. Можно, кроме того, путем расчета вычислить число совпадений, вызываемых этими тривиальными причинами.

Условия реализации различных совпадений будут разными в зависимости от того, вызываются ли они частицами боковых ливней (частицами ливней, генерируемых в различных точках материала прибора, и воздушных ливней) или частицами ливней, генерируемых непосредственно в пластинках над счетчиками *a* и *c* данной группы. Как видно из рис. 1, счетчик *1* расположен так, что он находится между счетчиками *a*, *c* и пластинами поглотителя. Поэтому в случае совпадений, вызываемых заряженными частицами, которые генерируются в какой-либо из двух пластин поглотителя, вероятность срабатывания счетчика *1* будет близка к 100 % (для незаряженных частиц, выходящих из пластин, эффективности срабатывания как счетчика *1*, так и счетчиков *a* или *c* будут малыми). В случае боковых ливней, вызывающих совпадения, вероятность срабатывания счетчика *1* при не очень большом числе частиц в ливне будет мала. Поэтому случаи, когда счетчик *1* не срабатывает, следует приписать боковым ливням, а случаи срабатывания счетчика *1* можно рассматривать как верхний предел числа совпадений, вызываемых частицами ливней, генерируемых в пластинах данной группы. В соответствии с этим целесообразно рассмотреть для каждой группы счетчиков отдельно случаи, когда в счетчике *1* разряда нет, и случаи, когда такой разряд наблюдается, т. е.: 1) *abc* и *abc + 2*, 2) *abc + 1* и *abc + 2 + 1*. Зависимость от высоты числа

овпадений для первой из этих групп совпадений приведена на рис. 2, числа совпадений для второй группы — на рис. 3.

Увеличение числа совпадений для комбинаций счетчиков *abc* и *abc* + 2 увеличением толщины пластин над счетчиками (см. рис. 2) говорит

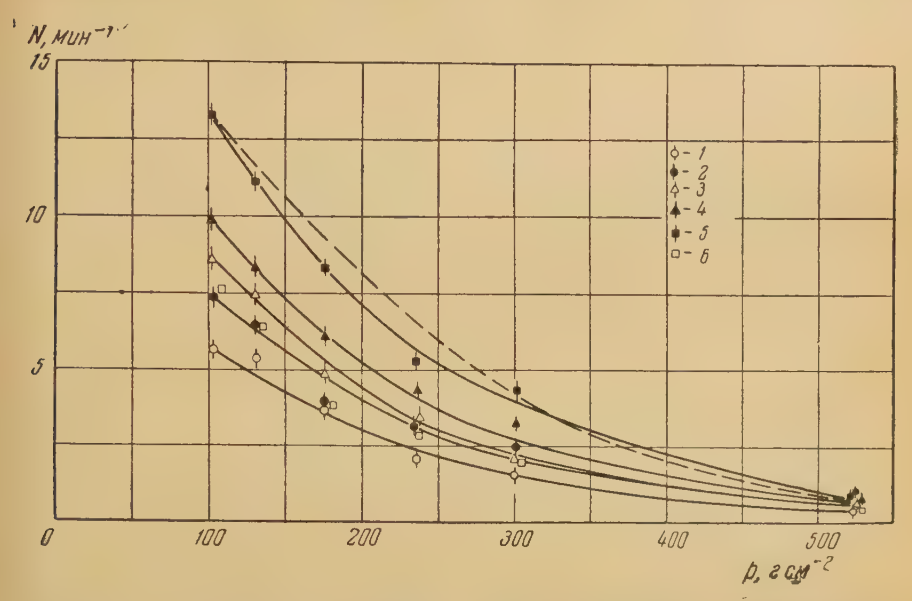



Рис. 2. Зависимость *N* суммарного числа совпадений в счетчиках *abc* и *abc* + 2 от глубины атмосферы *p* для фильтров различной толщины: *1* — без фильтра, *2* — со свинцовым фильтром толщиной 1 мм, *3* — то же толщиной 2 мм, *4* — то же толщиной 4 мм, *5* — то же толщиной 8 мм, *6* — с алюминиевым фильтром толщиной 10 мм

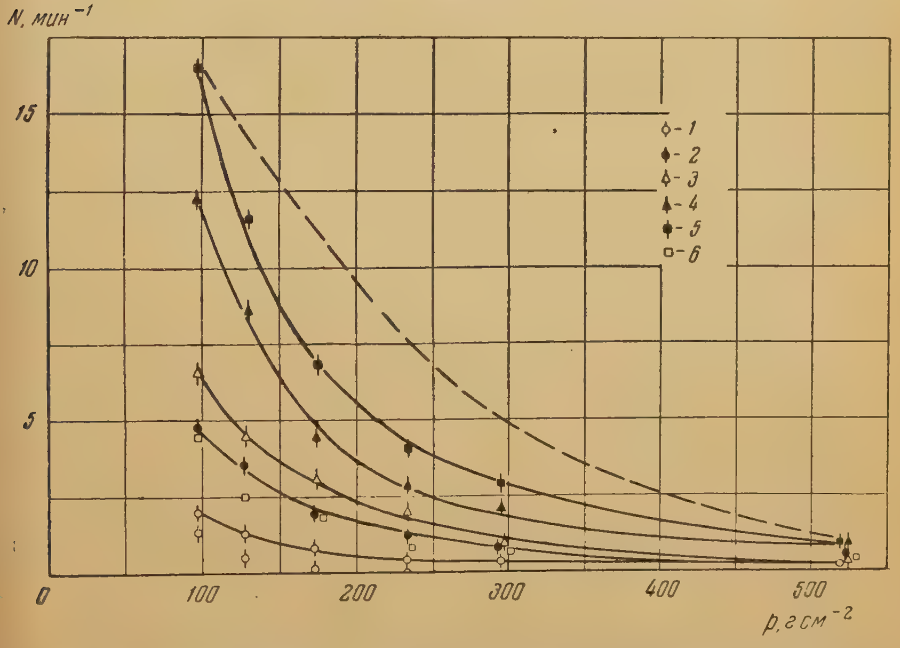



Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для совпадений в счетчиках *abc* + 2 + 1 и *abc* + 1

пользу того, что в составе боковых ливней, вызывающих эти совпадения, меются фотоны. Здесь важно выяснить, идут ли эти фотоны из материала рибора или из воздуха. Свинцовые пластины, расположенные над счет-

чиками, непосредственно примыкают к верхней крышке коробки. Над этими пластинами практически отсутствует плотное вещество. Поэтому фотоны, образовавшиеся в материале прибора, должны идти в направлении от счетчика к пластине. Ожидать в подобных случаях такого переходного эффекта, какой получается по кривым на рис. 2, трудно. Поэтому более естественно считать, что полученные данные о переходном эффекте для числа ливней относятся к фотонам, падающим на установку сверху, т. е. к фотонам узких воздушных ливней. Поэтому нам представляется целесообразным путем постановки в дальнейшем различных экспериментов более детально изучить характеристики узких воздушных ливней в стратосфере.

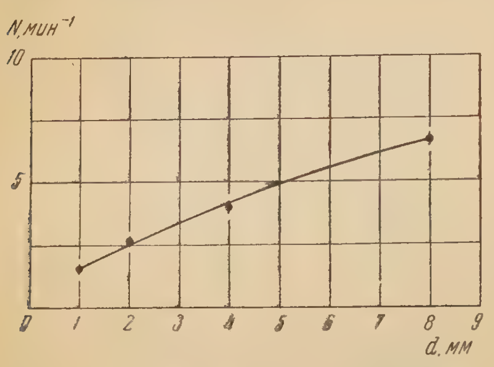



Рис. 4. Зависимость $N$ суммарного числа совпадений для комбинаций $abc$ и $abc+2$ от толщины $d$ свинцовых пластин над счетчиками за вычетом числа соответствующих совпадений группы $VI$. Приведенные данные получены при измерениях на глубине атмосферы 107 г см$^{-2}$

Если число одиночных частиц, проходящих через два счетчика $a$ и $b$, принять за единицу, то число воздушных ливней, регистрируемых со свинцовым фильтром толщиной 8 мм на глубине 100 г см$^{-2}$, составляет примерно 0,5 %. Некоторые сведения об энергии фотонов узких воздушных ливней можно получить из данных о переходном эффекте для числа регистрируемых ливней. Эта зависимость числа регистрируемых ливней от толщины пластин (за вычетом числа ливней, регистрируемых группой счетчиков без фильтров) приведена на рис. 4. Однако выводы об энергии фотонов будут совершенно разными в зависимости от того, вызываются совпадения в счетчиках $abc$ и $abc+2$ только фотонами или же заряженной частицей (электроном) и фотоном. Предварительные данные, полученные нами в последнее время, говорят в пользу того, что заметное число совпадений в счетчиках $abc$ и $abc+2$ вызывается только фотонами.

Изложенные выше результаты измерений не исчерпывают полностью различных сторон изучаемого явления, поэтому нельзя сделать определенных выводов о природе и происхождении узких воздушных ливней в стратосфере. Однако с точки зрения постановки экспериментов представляется возможным в дальнейшем более подробно изучить различные стороны явления и выяснить те вопросы, которые возникают в свете изложенных выше результатов.

Авторы выражают глубокую благодарность С. Н. Вернову за интерес к этой работе и обсуждение полученных результатов.

Московский гос. университет
им. М. В. Ломоносова
и
Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

## Цитированная литература

1. Чарахчьян А. Н., Диссертация, ФИАН, Москва, 1952.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XIX, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Ж. С. ТАКИБАЕВ

# НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНЫХ РАСЩЕПЛЕНИЙ В W, Cu и Al, ОБУСЛОВЛЕННЫХ КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ

## 1. Методическая часть

Длительные поиски [1] эффективных способов исследования ядерных расщеплений в различных чистых элементах при помощи толстослойных фотопластинок привели к выбору следующей методики.

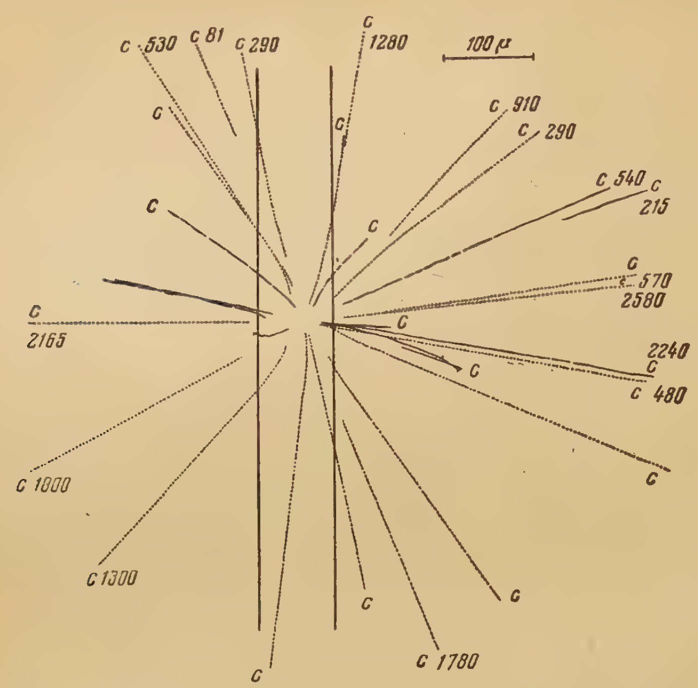
Чистый элемент, в котором решено исследовать ядерные расщепления, используется в виде тонких проволок $\phi$ 50 ÷ 200 μ. В наших опытах применялись вольфрамовые, медные и алюминиевые проволоки. Эти проволоки располагались в один ряд параллельно и зажимались между фотографическими пластинками, обращенными эмульсией одна к другой. Если эмульсию предварительно смягчить, а фотопластинки зажимать с определенным усилием, то проволоки оказываются вдавленными в эмульсию и как бы погруженными в эмульсионную среду (часто проволоки зажимались не между фотопластинками, а между эмульсионными пленками). В наших опытах с фотопластинками толщина слоя эмульсии достигала 1200 ÷ 1500 μ, а общая толщина стопки из фотопластинок — 5 см. После экспонирования фотопластинок и пленок в космических лучах на горных высотах или в стратосфере утопленные в эмульсию проволоки удалялись, а пластинки и пленки проявлялись и обрабатывались в определенных режимах. Просмотр фотоэмульсий проводился вдоль следа, оставленного в эмульсии вынутой проволокой (нитью). Следы частиц, представляющих интерес, хорошо прослеживались от одной пары фотоэмульсий в стопке к другой благодаря наличию специальных меток на каждой нити.

Каждая образованная в нити «звезда» (см. рисунок) регистрируется на обеих эмульсиях пары фотопластинок, скрепленных на время экспонирования. «Сшивание» соответствующих половин «звезды» между собой производится совершенно точно по следам, оставляемым в эмульсии метками, нанесенными механическим способом на каждую нить. При анализе отдельных случаев ядерных расщеплений атомов нити хороших результатов можно достигнуть путем разделения поля зрения микроскопа на определенным образом ориентированные квадранты, что позволяет отличать истинное ядерное расщепление с малым числом лучей от случайно пересекающихся или перекрещивающихся в пределах нити следов частиц.

Опыты показали, что при таком вдавливании проволок в фотоэмульсию чувствительность последней не уменьшается, но в области утопленных проволок происходят большие искажения следов частиц. Эти искажения учитываются при измерении угла многократного рассеяния частицы интерференционным методом [2].

В ряде опытов нити зажимались между двумя эмульсионными пленками, и из таких элементов собиралась стопка — «эмульсионная камера».

Однако обработка такой «эмульсионной камеры» представляет значительную трудность. Поэтому применялась в основном стопка, состоящая из чередующихся эмульсионных пленок и обычных фотопластинок, политых




Фотография звезды, образовавшейся в вольфрамовой нити (ее границы обозначены вертикальными линейками). Буквой $C$ обозначены концы следов, направленные к стеклу фотопластинки; цифры указывают величину пробега в микронах

эмульсией с двух сторон. Взаимное расположение обычных фотопластинок, эмульсионных пленок и проволок напоминает своеобразный многоэтажный слоеный «пирог».

## 2. Экспериментальные результаты

Изготовленные описанным выше способом фотоэмульсии с проволоками из различных чистых элементов экспонировались на высоте 4375 м (пик Комсомола) вблизи Алма-Аты. Время экспонирования 40 дней. Предполагалось, что фотоэмульсии регистрируют все заряженные частицы, обладающие релятивистскими скоростями, но примененные нами эмульсии не всегда оказывались для этого достаточно чувствительными.

Общее число зарегистрированных «звезд» в вольфраме было равно 179, а в меди — 109. Распределение этих «звезд» с числом серых следов ($N_g$) в зависимости от общего числа лучей ($N_h$) дается в табл. 1. Из этого распределения вытекает, что при расщеплении ядер тяжелых элементов наблюдается много мелких «звезд» с числом лучей 3÷6. Кроме того, замечено, что в среднем относительное число серых следов в «звездах», образованных в вольфраме, несколько больше, чем в «звездах» из меди. Это обстоятельство свидетельствует об интенсивности образования серых следов в тяжелых ядрах, что, повидимому, связано с развитием внутриядерного каскадного процесса.

Из данных эксперимента оценены относительные эффективные сечения образования «звезд» в вольфраме, меди и фотоэмульсии. Эти результаты

Таблица 1

**Распределение образованных в вольфраме и меди «звезд» с числом серых следов ($N_g$) в зависимости от общего числа лучей ($N_h$) в «звезде» по измерениям на высоте 4375 м**

| | $N_g$ \ $N_h$ | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 14 | 15 | 16 | 22 | 32 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Вольфрам | 1 | | 14 | 13 | 12 | 3 | 1 | 2 | 1 | — | 1 | 1 | — | — | — | — | — |
| | 2 | | 4 | 12 | 9 | 7 | 2 | — | — | 3 | — | — | — | — | — | — | — |
| | 3 | | 3 | 6 | 2 | 5 | 1 | 2 | 2 | 1 | 1 | — | 1 | — | — | — | — |
| | 4 | | — | 1 | 1 | — | 1 | 1 | 1 | — | — | — | 1 | — | — | 2 | — |
| | 5 | | — | — | — | 1 | 1 | 1 | — | — | 2 | — | — | 1 | — | — | — |
| | 6 | | — | — | — | — | — | — | 1 | — | — | — | — | — | 1 | — | — |
| | 18 | | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1 |
| | Всего «звезд» с числом лучей $N_h$ | 1 | 44 | 43 | 35 | 18 | 8 | 7 | 7 | 4 | 4 | 1 | 2 | 1 | 1 | 2 | 1 |
| Медь | 1 | | 15 | 8 | 6 | 3 | — | — | — | — | | | | | | | |
| | 2 | | 4 | 5 | 3 | 1 | 3 | — | — | — | | | | | | | |
| | 3 | | — | 4 | 2 | 3 | — | — | 1 | 1 | | | | | | | |
| | 4 | | — | 1 | 1 | — | 1 | — | — | — | | | | | | | |
| | 5 | | — | — | 1 | — | — | 1 | — | — | | | | | | | |
| | 6 | | — | — | — | — | — | — | 1 | 1 | | | | | | | |
| | Всего «звезд» с числом лучей $N_h$ | | 45 | 28 | 17 | 8 | 4 | 1 | 2 | 2 | | | | | | | |

дают некоторое представление об относительных прозрачностях указанных ядер. Действительно,

$$\frac{N_{\mathrm{W}}}{N_{\mathrm{Cu}}} = \frac{\sigma_{\mathrm{W}} q_{\mathrm{W}}}{\sigma_{\mathrm{Cu}} q_{\mathrm{Cu}}},$$

где $N_{\mathrm{W}}$, $N_{\mathrm{Cu}}$ — число «звезд» соответственно в вольфраме и в меди, образованных в 1 см³ в 1 сек, $q$ — число ядер в 1 см³ и $\sigma$ — эффективное сечение образования «звезд». Следовательно,

$$\frac{\sigma_{\mathrm{W}}}{\sigma_{\mathrm{Cu}}} = \frac{N_{\mathrm{W}} \rho_{\mathrm{Cu}} A_{\mathrm{W}}}{N_{\mathrm{Cu}} \rho_{\mathrm{W}} A_{\mathrm{Cu}}},$$

где $\rho$ — плотность вещества, $A$ — атомный вес вещества.

Опытные данные приводят к значению $\frac{\sigma_{\mathrm{W}}}{\sigma_{\mathrm{Cu}}} \approx 3$, а отношение геометрических сечений $(\sigma_{\mathrm{W}}/\sigma_{\mathrm{Cu}})_{\text{геом}} \approx 2$. Отсюда следует, если предположить $\sigma_{\mathrm{W}} \approx \sigma_{\text{геом}}$, что $\sigma_{\mathrm{Cu}} \approx 0{,}75\, \sigma_{\text{геом}}$.

Экспериментальные данные, полученные в результате ряда полетов приборов в стратосферу, представлены в табл. 2. Следы частиц в 466 «звездах», образованных в вольфраме, меди и алюминии, были рассортированы на черные, серые и «тонкие». В табл. 2 дается распределение «звезд» с числом серых следов ($N_g$) в зависимости от общего числа лучей в звезде ($N_h$). Сравнение распределения «звезд», образованных в различных элементах на высоте 4375 м (табл. 1), с распределением «звезд», образованных в этих же элементах в стратосфере (табл. 2), приводит к выводу, что число испускаемых при этом быстрых протонов будет увеличиваться с увеличением атомного номера расщепляемого ядра, а также энергии звездообразующих частиц. Это приводит к заключению о наличии каскадного процесса внутри ядра, особенно на высотах стратосферы в тяжелых ядрах.

Среди ядерных расщеплений найден ряд случаев полного распада ядра меди и алюминия на составные нуклоны (например 32-лучевая звезда в Cu), тогда как в вольфраме случаев полного распада ядра мы не наблюдали.

Таблица 2

**Распределение образованных в вольфраме, меди и алюминии «звезд» с числом серых следов ($N_g$) в зависимости от общего числа лучей в «звезде» ($N_h$) по измерениям в стратосфере**

| | $N_g$ \ $N_h$ | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 | 20 | 21 | 22 | 23 | 24 | 25 | 26 | 29 | 30 | 32 | 35 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Вольфрам | 1 | | 2 | 6 | 12 | 5 | 4 | 3 | 5 | — | 1 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| | 2 | | 1 | 6 | 6 | 5 | 3 | 9 | 4 | 8 | — | 1 | 2 | — | 1 | 1 | 1 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| | 3 | | — | — | 5 | 2 | 2 | 6 | 8 | 2 | 5 | — | 1 | 1 | 3 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| | 4 | | — | — | 2 | 1 | — | 3 | — | 5 | 2 | 3 | 2 | 1 | — | 1 | 1 | 1 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| | 5 | | — | — | — | — | — | 1 | 1 | 2 | 2 | 2 | 2 | — | — | 1 | — | 1 | — | | | | | | | | | | | |
| | 6 | | — | — | — | — | — | — | — | 1 | 1 | 2 | — | 3 | 2 | — | 1 | — | — | | | | | | | | | | | |
| | 7 | | — | — | — | — | — | — | 1 | 1 | — | — | 1 | 2 | — | 1 | 3 | — | 2 | 1 | — | — | 2 | | | | | | | |
| | 8 | | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| | 9 | | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1 | — | — | — | — | 1 | 3 | — | — | — | — | — | 1 | — | — | — |
| | 10 | | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1 | 1 | — | — | — | — | 1 | — | — | — | — | — | — | 1 |
| | 11 | | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1 | — | — | 1 | — | — |
| | 12 | | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1 | — | — | — | — | — |
| | 14 | | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1 | — | — | — | — | — | — |
| | 16 | | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1 | — | — | — | — |
| | 18 | | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1 | — | — |
| | Всего «звезд» с числом лучей $N_h$ | | 18 | 31 | 36 | 16 | 11 | 23 | 19 | 20 | 11 | 8 | 9 | 8 | 8 | 4 | 7 | 2 | 3 | 2 | 4 | — | 4 | 1 | 2 | 1 | 1 | 2 | — | 1 |
| Медь | 1 | | 13 | 13 | 6 | 8 | 3 | — | — | 1 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| | 2 | | 2 | 7 | 3 | 2 | 2 | — | — | — | — | 1 | — | — | 1 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| | 3 | | 1 | 3 | 4 | — | 1 | 1 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| | 4 | | — | — | — | 1 | — | 1 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| | 7 | | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1 | — | — | — | — | — | — | — | — |
| | 18 | | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1 | — |
| | Всего «звезд» с числом лучей $N_h$ | 1 | 42 | 37 | 18 | 13 | 6 | 2 | — | 1 | — | 1 | — | — | 1 | — | — | — | — | 1 | — | 1 | — | — | — | — | — | — | 1 | — |
| Алюминий | 1 | | 7 | 9 | 5 | 2 | 3 | 1 | — | — | — | — | — | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | 2 | | 1 | 6 | 3 | 1 | 3 | 1 | — | — | 1 | — | — | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | 3 | | — | — | — | 1 | 1 | 1 | 1 | 1 | — | 1 | — | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | 4 | | — | 1 | 1 | 2 | — | 1 | — | — | — | — | — | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | 5 | | — | — | — | — | 1 | 1 | — | — | — | — | — | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | 6 | | — | — | — | — | — | 1 | — | — | — | — | — | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | 7 | | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1 | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | Всего «звезд» | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |

В настоящей работе мы считаем преждевременным приводить результаты, относящиеся к тонким следам «звезд», образованных в указанных элементах, так как имеющиеся в нашем распоряжении статистические данные являются недостаточными для определенных выводов. Однако в виде весьма предварительных данных можно указать, что средняя множественность «звезд» $(\overline{n_s})$ для случая с $10 > n_s \geqslant 6$, повидимому, не зависит от атомного номера расщепляемого ядра, а частота появления звезд с $6 \geqslant n_s \geqslant 2$ существенно от него зависит. Эти данные относятся к стратосферным опытам. Из опытов на высоте 4375 м таких выводов пока сделать нельзя.

Кроме анализа характера ядерных расщеплений, мы также подробно исследовали состав частиц (протоны, $\alpha$-частицы и т. д.), испускаемых из ядер различных элементов при их расщеплении. Анализ следов проводился различными методами, в частности методом измерения стрелы прогиба, который не зависит от степени регрессии, неизбежной при экспонировании в горных условиях.

В заключение автор выражает свою благодарность С. Н. Вернову, Н. А. Добротину и Н. Л. Григорову за интерес, проявленный к настоящей работе, а также М. Г. Антоновой и Т. П. Диогеновой за помощь в квалифицированной обработке фотоэмульсий.

Физико-технический институт
Академии наук Каз. ССР

### Цитированная литература

1. Такибаев Ж. С., ЖЭТФ, **24**, 229, 233 (1953).
2. Такибаев Ж. С., Вестник АН Каз. ССР, *9*, 101 (1954); Такибаев Ж. С., Шахворостов В. Н., ЖЭТФ, **26**, 507 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

Н. Г. БИРГЕР, В. В. ГУСЕВА, Г. Б. ЖДАНОВ, С. А. СЛАВАТИНСКИЙ и Г. М. СТАШКОВ

# ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ЭНЕРГИЕЙ $10^{10} \div 10^{11}$ eV С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ НА ВЫСОТЕ ОКОЛО 4 км

Осенью — зимой 1953/54 г. на высоте 3860 м над уровнем моря за 2000 час работы нами было получено около 5000 фотографий камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле. Камера Вильсона содержала пластинку бериллия с поверхностной плотностью 9,8 г $см^{-2}$. Управление камерой осуществлялось системой счетчиков, выделявших электронно-ядерные ливни, образованные либо в свинце, помещенном над всей установкой, либо в бериллиевой пластинке внутри камеры. Образование электронно-ядерных ливней в пластинке наблюдалось на 50 снимках. Для этих снимков производились измерения пространственных углов и импульсов ливневых частиц. Максимальный измеримый импульс частиц равнялся $3{,}5 \cdot 10^9$ eV $c^{-1}$. Большинство наблюдавшихся ливней (около 60 %) состояло из четырех и более заряженных частиц. Усредненное угловое распределение ливневых частиц в системе центра тяжести двух сталкивающихся нуклонов (предполагается, что наблюдаются взаимодействия нуклон—нуклон) симметрично и близко к изотропному.

В интервале импульсов $5 \cdot 10^8 \div 3 \cdot 10^9$ eV $c^{-1}$ нами получен также спектр импульсов ливневых частиц (мезонов), образованных в легком веществе.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

А. П. ЖДАНОВ и П. И. ФЕДОТОВ

# ПЕРЕХОДНАЯ КРИВАЯ ВОЗДУХ—СВИНЕЦ И УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОДИНОЧНЫХ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Для выявления вида переходной кривой воздух—свинец и углового распределения одиночных частиц космических лучей нами был проведен опыт с пластинками К-2521, установленными на высоте 5000 м. Промерено около 5000 следов. На основании данных, полученных в результате просмотра, сделаны следующие выводы:

1) обнаружен переходный эффект при переходе частиц из воздуха в свинец; величина переходного эффекта достигает в максимуме (под 1,4 см свинца) 30 %;

2) из переходной кривой воздух—свинец найдена средняя величина свободного пробега в свинце для «первичной» компоненты, равная $282 \pm 20$ г см$^{-2}$;

3) из этой же кривой получен средний свободный пробег в свинце для вторичной компоненты, равный $13,3 \pm 3$ г см$^{-2}$;

4) качественное рассмотрение процессов взаимодействия различных частиц, входящих в состав «первичной» компоненты космических лучей, с ядрами свинца показывает, что наблюдаемый переходный эффект может быть вызван в основном протонами и заряженными $\pi$-мезонами;

5) сравнение графиков углового распределения одиночных частиц под пластинами свинца различной толщины показывает, что возрастание числа частиц под свинцом происходит за счет вторичных частиц «выбивания»;

6) угловое распределение одиночных частиц имеет сильно выраженный анизотропный характер.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

М. Г. МЕЩЕРЯКОВ, Н. П. БОГАЧЕВ и Б. С. НЕГАНОВ

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРОТОНОВ С ПРОТОНАМИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

## 1. Введение

В настоящей статье кратко излагаются некоторые результаты, полученные при исследовании соударений протонов с протонами в области энергий 460 ÷ 660 MeV, в которой p-p-взаимодействие включает упругое рассеяние и образование мезонов в реакциях:

$$\text{I. } p + p \rightarrow d + \pi^{+},$$
$$\text{II. } p + p \rightarrow p + n + \pi^{+},$$
$$\text{III. } p + p \rightarrow p + p + \pi^{0}.$$

Кроме этих реакций при одиночном p-p-соударении для протонов, начиная с энергии 600 MeV, также становится энергетически возможным возникновение двух $\pi$-мезонов.

Описываемые опыты были выполнены в 1951—1954 гг. на синхроциклотроне Института ядерных проблем АН СССР [1—5].

## 2. Методика эксперимента

### Пучок протонов

Выведенный из синхроциклотрона неполяризованный пучок протонов коллимировался до требуемых размеров при прохождении через отверстие в стальном блоке длиной 3,6 м, замурованном в 4-метровой защитной стене из железобетона. В большинстве опытов диаметр пучка вблизи мишени составлял приблизительно 2 см. Энергия первичных протонов, найденная по углу эмиссии излучения Черенкова, в экспериментах 1951—1952 гг. равнялась $460{,}0 \pm 0{,}9$ MeV, а в экспериментах 1953—1954 гг. — $657 \pm 2$ MeV. Разброс первичных протонов по импульсам не превышал 1 %.

Плотность потока протонов в пучке составляла $10^6$ протонов $\text{см}^{-2}\,\text{сек}^{-1}$ (в среднем). Интенсивность пучка контролировалась ионизационной камерой, наполненной аргоном и прокалиброванной посредством определения абсолютного значения заряда, собираемого массивным улавливателем протонов. При этом была учтена потеря заряда улавливателем вследствие ухода из него вторичных частиц (поправка составляла примерно 2 %). Наблюдение следов протонов в фотографических пластинках, чувствительных к частицам с минимальной ионизацией, позволило оценить возрастание тока камеры, обусловленное попаданием в пучок частиц, испытывающих многократное рассеяние от стенок коллиматора. Величина соответствующей поправки не превышала 1 %.

### Метод сопряженных телескопов

Упругое p-p-рассеяние и реакция (I) отделялись от других сопутствующих процессов посредством регистрации обеих вторичных частиц сопряженными телескопами, каждый из которых был составлен из трех сцин-

тилляционных счетчиков (рис. 1). Фотоумножители с кристаллами толана или антрацена помещались в стальной коробке для защиты от рассеянного магнитного поля синхроциклотрона. Вторичные частицы регистрировались в телесном угле, вырезаемом поверхностью первого, ближайшего к мишени, кристалла в определяющем телескопе. В обоих телескопах расстояние между первым и вторым кристаллами равнялось 6 см, а между вторым и третьим — 18 см. Для уменьшения эффекта многократного рассеяния кристаллы, имевшие обычно толщину около 1 см, подбирались так, чтобы их размеры возрастали с удалением от входного окна телескопа. Обращалось внимание на то, чтобы у кристаллов вся поверхность обладала одинаковой чувствительностью к наблюдаемым частицам.

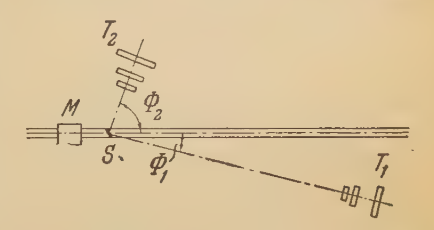



Рис 1. Схема опыта: $T_1$ — определяющий телескоп, $T_2$ — сопряженный телескоп, $M$ — монитор, $S$ — мишень

Электронные устройства позволяли одновремено регистрировать как совпадения импульсов от телескопов, так и тройные или двойные — в любой желательной комбинации — совпадения счетчиков в телескопах. Разрешающее время блока тройных совпадений в каждом телескопе равнялось $3 \cdot 10^{-8}$ сек; разрешающее время блока, отбиравшего совпадения импульсов от телескопов, было равно $5 \cdot 10^{-8}$ сек. Кривая, представляющая зависимость числа тройных совпадений от напряжения на фотоумножителях, имела плато протяженностью около 300 V. На плато эффективность счета протонов телескопом из трех счетчиков была примерно постоянной в интервале энергий 50 $\div$ 615 MeV и равнялась 0,94 $\pm$ 0,02. Телескопы были установлены на угломерном столе, позволявшем с точностью до 0°,1 отсчитывать углы между оптическими осями телескопов и направлением пучка. При наладке всей аппаратуры особенно тщательно контролировалось наличие компланарности в положении оптических осей телескопов и оси пучка протонов.

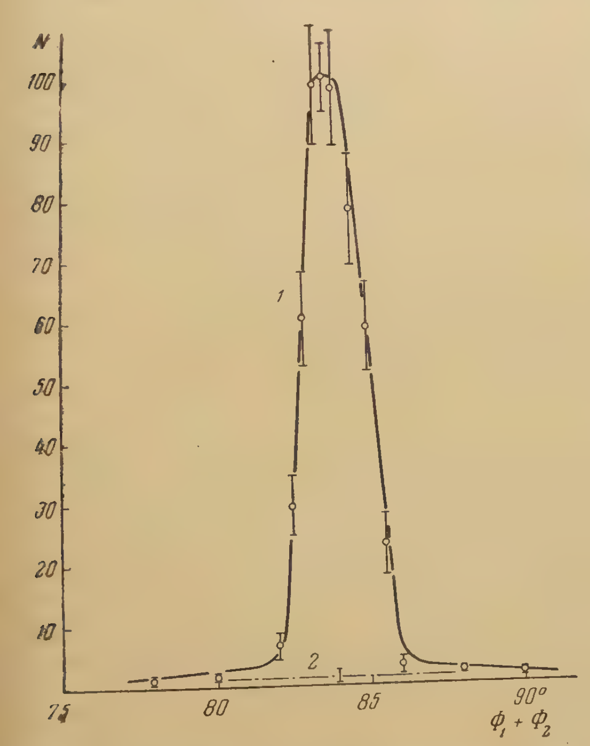



Рис. 2. Зависимость числа совпадений $N$ от угла разлета $\Phi_1 + \Phi_2$: *1* — эффект от водорода, *2* — фон от углерода

Идентификация частиц могла производиться посредством измерения их пробегов в фильтрах, установленных в телескопах перед последними кристаллами, и определения величины вызываемых ими импульсов на выходе счетчиков. Идентификация ядерного процесса, завершавшегося испусканием двух заряженных частиц, производилась по углам разлета вторичных частиц. Этот прием сводится к определению зависимости числа совпадений от угла между телескопами.

Для случая р-р-рассеяния при энергии протонов 460 MeV результаты

подобных измерений, изображенные на рис. 2, были получены в условиях, когда один телескоп был установлен под углом 42° относительно пучка, а второй перемещался в пределах 36 ÷ 48° по другую сторону пучка. Расчет показывает, что в условиях этого эксперимента обусловленное релятивизмом отклонение от угла 90° между направлениями вылета рассеянного протона и протона отдачи должно достигать 6°,26; экспериментально измеренное значение составляет 6°,2 ± 0°,2. Такое количественное согласие означает, что при энергии 460 MeV соударение протона с протоном, не связанное с образованием мезона, является строго упругим процессом. К аналогичному выводу приводят и наблюдения при энергии 657 MeV.

Как видно из рис. 2, скорость счета совпадений становилась равной нулю при углах раствора, бо́льших 86°. Это служило свидетельством того, что в первичном пучке не содержалось примеси протонов малой энергии. Присутствие в одном из телескопов фильтра, полностью тормозившего упруго рассеянные протоны, приводило к исчезновению совпадений. При замене парафиновой мишени графитовой скорость счета совпадений уменьшалась примерно в 40 раз.

#### Мишени

Выход упруго рассеянных протонов и $\pi^+$-мезонов от p-p-соударений определялся по разности чисел отсчетов, полученных с парафиновой ($CH_{2,083}$) и графитовой мишенями, содержавшими равное число атомов углерода на единицу поверхности. Поверхностная плотность применявшихся мишеней обычно находилась в пределах 500 ÷ 900 мг см$^{-2}$. Значения дифференциальных сечений, полученные при различных поверхностных плотностях мишеней, в пределах ошибок эксперимента совпадали.

## 3. Упругое рассеяние протонов протонами

### Рассеяние протонов протонами при энергии 460 MeV

В интервале углов $55 \leqslant \theta \leqslant 90°$ (в системе центра масс) упругое p-p-рассеяние наблюдалось методом сопряженных телескопов. Наряду с этим в интервале углов $20 \leqslant \theta \leqslant 90°$ рассеянные протоны регистрировались также и одиночным телескопом. В результаты наблюдений вносились поправки, учитывающие случайные совпадения, просчет совпадений, а также поглощение и многократное рассеяние протонов в мишени и в сцинтилляционных счетчиках. Из результатов измерений, выполненных при помощи одиночного телескопа, исключался эффект, обусловленный наличием примеси $\pi^+$-мезонов среди вторичных протонов. Были также проведены контрольные опыты, чтобы показать, что прохождение упруго рассеянного протона через телескоп, определяющий величину телесного угла $\omega$, внутри которого наблюдалось p-p-рассеяние, всегда сопровождалось прохождением протона отдачи через сопряженный телескоп. В типичных условиях эксперимента $\omega = (1{,}01 \pm 0{,}01) \cdot 10^{-3}$ стер.

Дифференциальное сечение $\frac{d\sigma}{d\omega}$ рассеяния протона протоном на угол $\theta$ (в системе центра масс) определялось из соотношения

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{[1 + (E/2Mc^2)\sin^2\Phi]^2}{1 + E/2Mc^2} \cdot \frac{1}{4\cos\Phi} \cdot \frac{Q(\Phi)}{\eta(\Phi)} \cdot \frac{1}{Nn\omega}, \qquad (1)$$

где $E$ — кинетическая энергия протона, $Mc^2$ — собственная энергия протона, $N$ — число атомов водорода на единицу поверхности мишени в на-

равлении пучка, $n$ — число протонов, попадавших на мишень в единицу ремени, $Q(\Phi)$ и $\eta(\Phi)$ — соответственно скорость счета и эффективность егистрации протонов, рассеянных внутри телесного угла $\omega$ под углом ) к направлению первичного пучка протонов. Угол рассеяния $\theta$ в системе центра масс) связан с соответствующим углом рассеяния $\Phi$ в лабораторной системе) соотношением

$$\operatorname{tg}\frac{\theta}{2} = (1 + E/2Mc^2)^{\frac{1}{2}} \operatorname{tg}\Phi. \qquad (2)$$

На рис. 3 показаны найденные значения $\frac{d\sigma}{d\omega}$; точки *1* изображают реультаты, полученные при помощи одиночного телескопа, точки *2* полуены методом сопряженных телескопов. Указанные там же ошибки

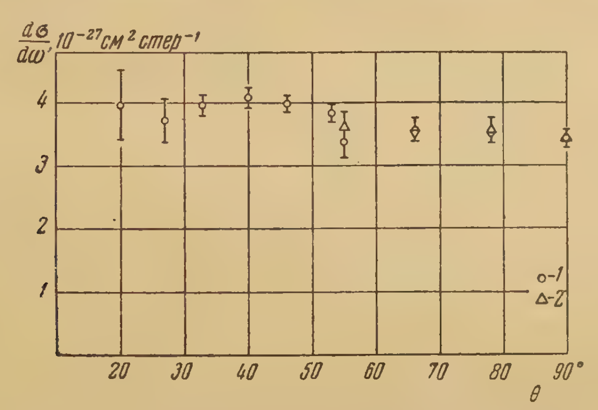



Рис. 3. Дифференциальные сечения p-p-рассеяния при энергии протонов 460 MeV: *1* — при помощи одиночного телескопа, *2* — методом сопряженных телескопов

являются среднеквадратичными, обусловленными только статистическим разбросом результатов измерений. Учет всех других источников ошибок показывает, что суммарная погрешность определения абсолютных значений $\frac{d\sigma}{d\omega}$ составляет около 10%.

Как видно из рис. 3, при энергии 460 MeV значения $\frac{d\sigma}{d\omega}$ слабо возрастают с уменьшением угла. Дальнейшее указание на отступление от изотропности p-p-рассеяния было получено в опытах, в которых при помощи одиночного телескопа измерялся относительный выход рассеянных протонов под углами 90 и 30°. Таким путем было найдено, что отношение $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{30^\circ} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{90^\circ} = 1{,}14 \pm 0{,}06$*. Для угла рассеяния 90° $\frac{d\sigma}{d\omega} = (3{,}50 \pm 0{,}20)\cdot 10^{-27}$ см² стер⁻¹.

Линейная экстраполяция $\frac{d\sigma}{d\omega}$ в область малых углов дает для полного сечения упругого рассеяния протонов протонами величину $(22 \pm 2)\cdot 10^{-27}$ см².

---

* Этот результат был получен в 1952 г. [1]. К этому времени были известны данные о p-p-рассеянии вплоть до энергии 340 MeV [6], из которых было видно, что для больших углов рассеяние не зависит от энергии и угла в пределах ошибок эксперимента (10—15%). Недавно было обнаружено [7, 8] при энергии 435 и 428 MeV увеличение (примерно на 20%) сечения p-p-рассеяния с уменьшением угла.

**Рассеяние протонов протонами при энергии 657 MeV**

Дифференциальное сечение p-p-рассеяния было измерено в интервале углов $90 \div 30°$ методом сопряженных телескопов. Результаты измерений с соответствующими статистическими ошибками приведены на рис. 4, из которого видно, что при энергии протонов 657 MeV значение $\frac{d\sigma}{d\omega}$ резко возрастает с уменьшением угла. Отношение дифференциальных сечений под углами 30 и 90° составляет $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{30°} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{90°} = 2{,}7 \pm 0{,}2$. Для угла рассеяния 90° $\frac{d\sigma}{d\omega} = (2{,}1 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-27}$ см² стер⁻¹. Полное сечение упругого p-p-рассеяния при энергии 657 MeV, найденное путем линейной экстраполяции $\frac{d\sigma}{d\omega}$ в область малых углов, равно $(23 \pm 2) \cdot 10^{-27}$ см².

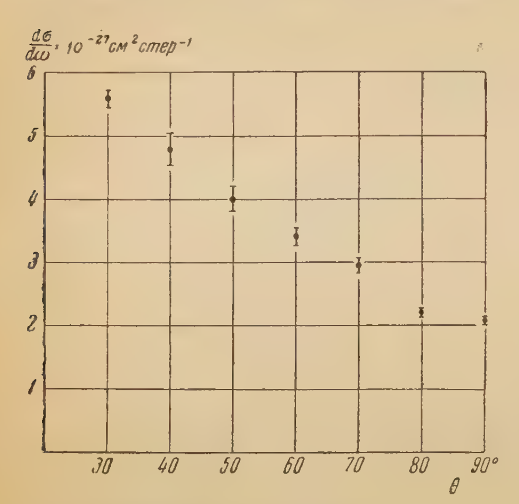



Рис. 4. Дифференциальные сечения p-p-рассеяния при энергии протонов 657 MeV. Получены методом сопряженных телескопов

**Определение дифференциальных сечений p-p-рассеяния в области $460 \div 657$ MeV**

Из результатов двух предыдущих опытов можно сделать вывод, что с увеличением энергии от 460 до 657 MeV резко возрастает отступление от изотропности p-p-рассеяния. Следующим шагом в выяснении свойств p-p-рассеяния в указанной области энергий были опыты, в которых методом сопряженных телескопов была определена зависимость дифференциальных сечений для углов 30 и 90° в системе центра масс от энергии. Для получения протонов промежуточных энергий на пути пучка перед коллиматором помещались парафиновые поглотители требуемой толщины. На протяжении всей области энергий измерение дифференциальных сечений производилось в строго идентичных условиях, за исключением только того, что с изменением энергии первичных протонов приходилось слегка изменять углы $\Phi_1$ и $\Phi_2$, под которыми устанавливались телескопы на противоположных сторонах пучка. Эти углы находились из соотношения $\mathrm{ctg}\Phi_1 \cdot \mathrm{ctg}\Phi_2 = 1 + E/2Mc^2$. Статистическая вероятная ошибка измерений под углом 90° не превышала 3 %. Рассмотрение всех других источников погрешностей показывает, что абсолютные значения $\frac{d\sigma}{d\omega}$ найдены с погрешностью около 5 % под углом 90° и около 8 % под углом 30°.

Результаты описываемых опытов показаны на рис. 5. Там же приведены результаты, полученные [1, 6, 7, 9, 10] для угла рассеяния 90° и энергии в области $75 \div 437$ MeV. Видно, что значение $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{90°}$ остается приблизительно постоянным при изменении энергии от 140 до 460 MeV, а затем с увеличением энергии от 460 до 560 MeV начинает несколько убывать. При дальнейшем возрастании энергии величина $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{90°}$ убывает все более резко. Так, при изменении энергии от 610 до 657 MeV $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{90°}$ уменьшается от $(2{,}63 \pm 0{,}10) \cdot 10^{-27}$ см² стер⁻¹ до $(2{,}05 \pm 0{,}07) \cdot 10^{-27}$ см² стер⁻¹. Что же касается сечения $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{30°}$, то оно с увеличением энергии от 460 до 657 MeV возрастает примерно в 1,6 раза. Значения отношения

$\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{30°} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{90°}$, приведенные в табл. 1, также свидетельствуют о том, что отступление от изотропности p-p-рассеяния быстрее всего происходит в области $560 \div 657$ MeV.

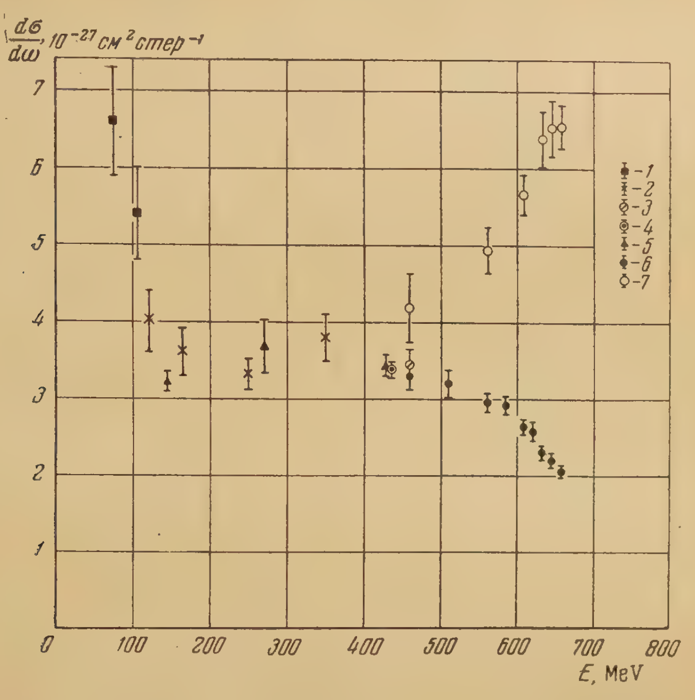



Рис. 5. Зависимость дифференциального сечения p-p-рассеяния для углов 30 и 90° от энергии протонов. Все измерения, кроме *7*, сделаны под углом 90°, измерения *7*— под углом 30°; *1* — данные [9], *2* — данные [6], *3* — данные [1], *4* — данные [7], *5* — данные [10], *6* и *7* — данные [4]

Таблица 1

**Значение $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{30°} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{90°}$ для p-p-рассеяния в интервале энергий $460 \div 657$ MeV**

| $E$, MeV . . . . . . | 460 | 562 | 610 | 634 | 645 | 657 |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{30°} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{90°}$ | $1,26 \pm 0,15$ | $1,67 \pm 0,15$ | $2,16 \pm 0,15$ | $2,77 \pm 0,20$ | $2,97 \pm 0,25$ | $3,20 \pm 0,20$ |

Следует отметить, что найденные в этом опыте значения $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{90°}$ и величина отношения $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{30°} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{90°}$ находятся в удовлетворительном согласии с соответствующими результатами предыдущих двух опытов.

### Обсуждение результатов опытов по рассеянию протонов протонами

В случае столкновения тождественных нуклонов только $^1S_0$- и $^3P_0$-состояния могут дать изотропное рассеяние. Максимальный вклад этих состояний в сечение равен $2\lambda^2$ см$^2$ стер$^{-1}$ ($\lambda$ — длина волны нуклона в системе центра масс). Для 460 MeV величина $2\lambda^2 \approx 3,5 \cdot 10^{-27}$ см$^2$ стер$^{-1}$. Таким образом, найденное на опыте значение дифференциального сечения p-p-рассеяния на большие углы можно каче-

ственно объяснить, если предположить, что рассеяние в основном обусловлено взаимодействием в $^1S_0$- и $^3P_0$-состояниях, причем сдвиги фаз соответствующих волн не сильно отличаются от 90°. Вводимое предположение о заметном отличии сдвига фазы $^3P_0$-волны от сдвигов фаз $^3P_1$- и $^3P_2$-волн эквивалентно допущению о наличии сильной связи спина с орбитой. Цель дальнейшего анализа свойств p-p-взаимодействия — количественное объяснение таких эффектов, как замеченное в настоящих опытах отступление от изотропности p-p-рассеяния и возникновение поляризации протонов в p-p-соударениях [11]. Оба эти эффекта определенно свидетельствуют о том, что в рассматриваемой области энергий в p-p-рассеянии, кроме $^1S_0$- и $^3P_0$-состояний, принимают участие и другие состояния, дающие некоторую асимметричную добавку к сечению.

Результаты, полученные при энергии 657 MeV, указывают на резкую зависимость дифференциального сечения от угла рассеяния. Очевидно, в этом случае в p-p-рассеянии наряду с состояниями, дающими изотропный вклад в сечение, значительное участие принимают и другие состояния, характеризующиеся отличным от нуля полным моментом количества движения. Примечательная черта рассматриваемого явления состоит в том, что при переходе от 460 к 657 MeV ослабление рассеяния на большие углы примерно компенсируется возрастанием рассеяния на углы $\theta < 50°$, так что полное сечение упругого рассеяния протонов протонами в пределах ошибок эксперимента остается неизменным и примерно равным $23 \cdot 10^{-27}$ см$^2$.

Имея в виду, что неупругие процессы всегда сопровождаются упругим рассеянием в направлении вперед, можно пытаться качественно объяснить резкое повышение частоты p-p-рассеяния на малые углы сильным возрастанием в рассматриваемой области энергий сечений реакций (I—III). Действительно, как будет показано ниже, вклад неупругих процессов в полное сечение p-p-взаимодействия возрастает примерно с 18 % при 460 MeV до примерно 45 % при 657 MeV (см. табл. 2).

О том, насколько правильным окажется подобное объяснение того факта, что быстрое возрастание сечений процессов образования мезонов сопровождается возникновением резкой угловой зависимости p-p-рассеяния, можно будет сказать только после построения теории, описывающей с единой точки зрения упругое расеяние нуклонов нуклонами и образование мезонов при соударениях нуклонов. Здесь только следует отметить, что неоднократные попытки представить взаимодействие между нуклонами при высоких энергиях при помощи различных потенциалов, по существу, не увенчались успехом.

Заслуживает особого внимания то обстоятельство, что изменение характера p-p-рассеяния происходит сильнее всего именно в области энергий налетающего протона 560 ÷ 660 MeV, т. е. при энергии в системе центра масс порядка 260÷300 MeV. Известно, что при этих же энергиях сечение рассеяния $\pi$-мезонов нуклонами и сечение фоторождения мезонов быстро растут и проходят через максимум резонансного типа. Это сходство всех трех процессов, безусловно, является отражением общих свойств взаимодействия нуклонных и мезонных полей.

Одно из возможных объяснений немонотонного изменения с энергией сечений процессов рассеяния и фоторождения мезонов, как известно, основано на допущении существования у нуклонов возбужденного состояния с изотопическим спином 3/2, механическим спином 3/2 и энергией возбуждения около 300 MeV. В рамках этого допущения кажется естественным представление о том, что в соударениях нуклонов с нуклонами сначала может происходить возбуждение частиц, а затем — распад возбужденного нуклона на мезон и нуклон. Согласно этой картине быстрое изменение свойств p-p-рассеяния в области 560÷660 MeV можно пытаться рассматривать как указание на то, что p-p-взаимодействие начинает происходить через образование у протонов возбужденного состояния.

## 4. Образование мезонов в p-p-соударениях

### Реакция $p+p \to d+\pi^+$ при энергии протонов 460 MeV

Идентификация реакции (I) производилась посредством регистрации двумя сопряженными телескопами совпадений между $\pi$-мезоном и дейтоном. Выход $\pi$-мезонов измерялся в интервале углов $17 \div 55°$ ($30 \div 90°$ в системе центра масс), измеряемых от направления узко коллимированного пучка протонов. В условиях этого опыта амплитуда импульсов от дейтонов более чем в два раза превышала амплитуду импульсов от первичных протонов. Для того чтобы понизить фон случайных совпадений, обусловленных большой загрузкой дейтонного телескопа протонами, испытавшими диффракционное рассеяние на ядрах углерода в мишени, импульсы, вызванные дейтонами, при помощи дискриминатора в дейтонном телескопе отделялись от импульсов, вызванных упруго рассеянными протонами. В контрольных экспериментах было найдено, что, во-первых, наличие между счетчиками в дейтонном телескопе фильтра, полностью тормозившего дейтоны, всегда приводит к исчезновению эффекта от реакции (I) и, во-вторых, в условиях, когда телескопы установлены относительно друг друга под углами, не отвечающими кинематике реакции (I), не наблюдается совпадений между $\pi$-мезонами и дейтонами. В этой же серии экспериментов было установлено, что наблюдаемый эффект не содержит вклада от реакции (II). Учитывая эффективность регистрации электронными устройствами тройных совпадений между сцинтилляционными счетчиками в телескопе и двойных совпадений между телескопами, поглощение и рассеяние $\pi$-мезонов и дейтонов в мишени и в сцинтилляционных кристаллах, а также распад $\pi$-мезонов на лету, можно показать, что в настоящих опытах эффективность регистрации элементарных актов реакции (I) составляла $0{,}73 \pm 0{,}04$.

Переход от дифференциального сечения $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{\Phi_\pi}$ реакции (I), измеренного под углом $\Phi_\pi$ в лабораторной системе, к соответствующему дифференциальному сечению $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{\theta_\pi}$ в системе центра масс производился по формуле

$$\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{\theta_\pi} = \left[\frac{1-\beta_c^2\cos^2\Phi_\pi}{\sqrt{1-\beta_c^2}\left(\gamma\cos\Phi_\pi + \sqrt{1-\frac{\gamma^2-\beta_c^2}{1-\beta_c^2}\sin^2\Phi_\pi}\right)}\right]^2 \times$$

$$\times \sqrt{1-\frac{\gamma^2-\beta_c^2}{1-\beta_c^2}\sin^2\Phi_\pi}\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{\Phi_\pi},$$

где $\gamma = \frac{\beta_c}{\beta'_\pi}$, $\beta_c$ — скорость системы центра масс относительно лабораторной системы, $\beta'_\pi$ — скорость мезона в системе центра масс. Углы $\Phi_\pi$ и $\theta_\pi$ связаны соотношением

$$\operatorname{tg}\Phi_\pi = \sqrt{1-\beta_c^2}\cdot\frac{\sin\theta_\pi}{\cos\theta_\pi + \beta_c/\beta'_\pi}.$$

Результаты измерений углового распределения $\pi$-мезонов от реакции (I) при энергии протонов 460 MeV представлены на рис. 6. Зависимость полученных значений дифференциального сечения реакции (I) от угла испускания $\pi$-мезона в системе центра масс соответствует выражению

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = (2{,}13 \pm 0{,}20)\,[(0{,}24 \pm 0{,}03) + \cos^2\theta]\cdot 10^{-28}\ \text{см}^2\ \text{стер}^{-1},$$

численные коэффициенты которого определены по способу наименьших квадратов. Полагая, что угловое распределение $\pi$-мезонов описывается таким же выражением и в области малых углов и интегрируя $\frac{d\sigma}{d\omega}$ по телесному углу, получим полное сечение реакции (I)

$$\sigma(\mathrm{I}) = (15{,}4 \pm 1{,}6)\cdot 10^{-28}\ \text{см}^2.$$

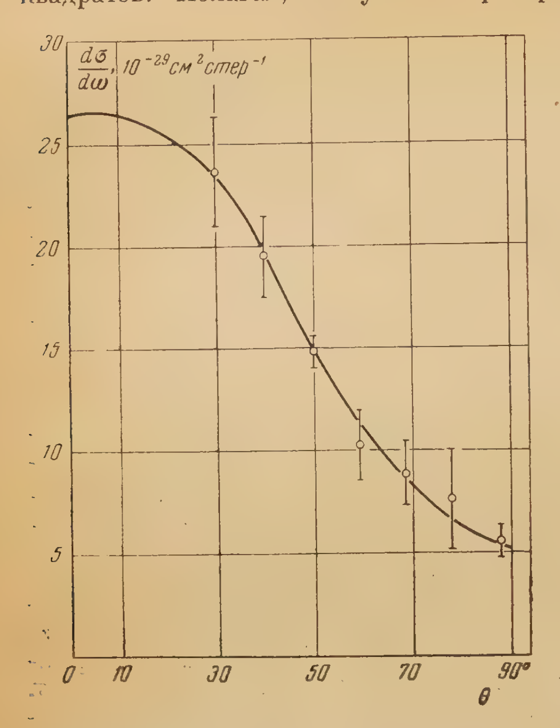



Рис. 6. Угловое распределение $\pi^+$-мезонов от реакции $p + p \to d + \pi^+$ при энергии протонов 460 MeV

Отношение дифференциальных сечений под углами 0 и 90° оказывается при этом равным $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{0^\circ} \Big/ \left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{90^\circ} = 5{,}1 \pm 0{,}8.$

В том случае, когда в p-p-соударениях псевдоскалярные $\pi^+$-мезоны рождаются только в $s$- и $p$-состояниях, переходы к $^3S_1$-состоянию конечной n-p-системы оказываются разрешенными из $^1S_0$-, $^3P_1$- и $^1D_2$-состояний начальной p-p-системы, причем переходы $^1S_0 \to {}^3S_1$ и $^3P_1 \to {}^3S_1$ приводят к изотропному распределению мезонов, а переход $^1D_2 \to {}^3S_1$ — к распределению вида $^1/_3 + \cos^2\theta$. Так как вблизи порога мезонообразования амплитуды переходов $^1S_0 \to {}^3S_1$ и $^1D_2 \to {}^3S_1$, соответствующих испусканию мезонов в $p$-состоянии, должны быть пропорциональны импульсу мезона, а амплитуда перехода $^3P_1 \to {}^3S_1$, связанного с испусканием мезонов в $s$-состоянии, при этом постоянна, то следует ожидать, что испускание мезонов в $s$-состоянии даст заметный вклад в сечение реакции (I) только при достаточно малых энергиях мезонов.

Полученное в настоящей работе угловое распределение отвечает образованию мезонов преимущественно (если не полностью) в $p$-состоянии. Если при энергии 460 MeV и происходит образование мезонов в $d$-состоянии, то вклад в сечение от соответствующих переходов во всяком случае не превышает 10%. Отступление найденного углового распределения от вида $^1/_3 + \cos^2\theta$, повидимому, обусловлено интерференцией переходов из $^1S_0$ и $^1D_2$ состояний p-p-системы. В этом случае, как показывают расчеты, приведенные в [12, 13], угловое распределение мезонов $F(\theta)$ может быть представлено следующим образом:

$$F(\theta) \sim \frac{1 + \frac{\varepsilon^2}{2} + \sqrt{2}\,\varepsilon\cos\sigma}{3\left(\frac{\varepsilon^2}{2} - \sqrt{2}\,\varepsilon\cos\sigma\right)} + \cos^2\theta,$$

где $\eta = \varepsilon e^{i\sigma}$ — параметр, входящий в линейную комбинацию шаровых векторных функций, соответствующих переходам $^1S_0 \to {}^3S_1$ и $^1D_2 \to {}^3S_1$ в волновой функции конечного состояния. Относительный вклад указанных переходов в парциальное сечение образования мезонов в $p$-состоянии определяется значением параметра $\varepsilon^2$. В общем случае однозначно установить соотношения между интенсивностями переходов $^1S_0 \to {}^3S_1$ и $^1D_2 \to {}^3S_1$ по виду углового распределения мезонов нельзя без привлечения допол-

нительных экспериментальных данных, например сведений о поляризации дейтонов в реакции (I). Для найденного в настоящем опыте углового распределения дозволенным, но не единственным, является такой выбор $\varepsilon$ и $\sigma$, при котором $7 < \varepsilon^2 < 280$, когда фаза $\sigma$ изменяется от 0 до 72° (или от 180 до 108°). Если предположить, что такой выбор значений $\varepsilon$ и $\sigma$ правилен, то можно прийти к выводу о том, что при энергии протонов 460 MeV образование мезонов в реакции (I) обусловлено в основном переходом $^1D_2 \rightarrow {}^3S_1$, отвечающим нецентральному взаимодействию в р-р-системе. Но это означает, что мезоны возникают в реакции (I) и соответственно поглощаются в реакции

$$\text{IV.} \quad \pi^+ + d \rightarrow p + p$$

преимущественно в состоянии, когда их орбитальные моменты параллельны спинам дейтонов. Таким образом, угловое распределение мезонов от реакции (I) при энергии 460 MeV совместимо с предположением, что мезон-нуклонное взаимодействие велико для состояний с угловым моментом $^3/_2$.

**Реакция $p+p \rightarrow d+\pi^+$ в области энергий протонов 510÷657 MeV**

Методика наблюдения реакции (I) в указанном энергетическом интервале была такой же, как и в предыдущем опыте, за исключением того, что для регистрации дейтонов применялся телескоп, составленный из пяти сцинтилляционных счетчиков, из которых последние два, работавшие на совпадениях, были включены в схему антисовпадений с тремя первыми. Перед двумя последними счетчиками помещался фильтр, достаточный для полного торможения дейтонов, но пропускавший протоны, упруго рассеянные в мишени на ядрах углерода. При помощи этого приема удалось резко понизить уровень фона от случайных совпадений при регистрации дейтонов под малыми углами к первичному пучку, не изменив эффективности регистрации актов образования мезонов в реакции (I). В результаты наблюдений вносилась найденная экспериментально поправка, учитывавшая вклад реакции (II) в наблюдаемое число совпадений между π-мезонами и дейтонами. Необходимость учета такой поправки обусловлена тем, что в рассматриваемой области энергий реакция (II) протекает значительно более интенсивно, чем реакция (I).

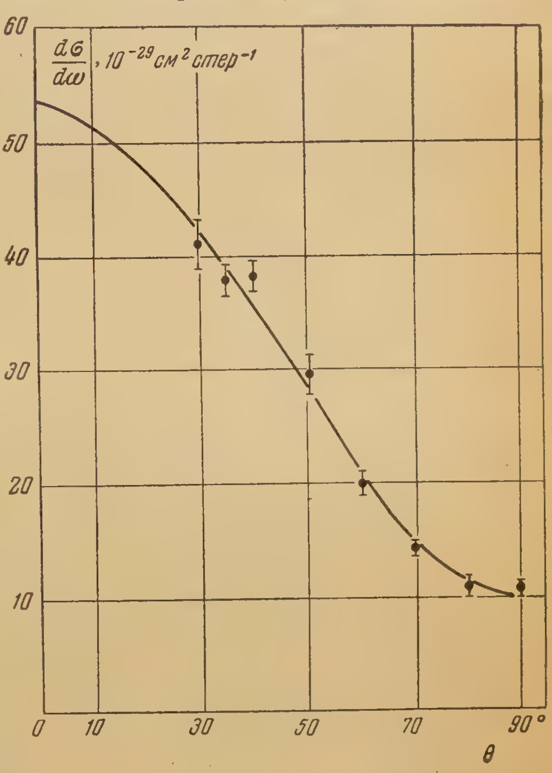



Рис. 7. Угловое распределение $\pi^+$-мезонов от реакции $p + p \rightarrow d + \pi^+$ при энергии протонов 657 MeV

Результаты измерений углового распределения π-мезонов от реакции (I) при энергии протонов 657 MeV приведены на рис. 7. Зависимость полученных значений дифференциального сечения реакции (I) от угла испускания π-мезона можно представить в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = (4{,}35 \pm 0{,}25)\,[(0{,}23 \pm 0{,}03) + \cos^2\theta] \cdot 10^{-28}\ \text{см}^2\ \text{стер}^{-1}.$$

Экстраполяция этой зависимости в область малых углов и интегрирование по телесному углу дают для полного сечения реакции (I) величину

$$\sigma(\mathrm{I}) = (3{,}1 \pm 0{,}2)\cdot 10^{-27}\ \text{см}^2.$$

Воспользовавшись тем обстоятельством, что с увеличением энергии протонов от 460 до 657 MeV (энергия $\pi$-мезона в системе центра масс возрастает при этом с 72 до 150 MeV ) угловое распределение мезонов от реакции (I) в области больших углов изменяется незначительно, можно было определить полное сечение $\sigma$ (I) для промежуточных энергий по значениям дифференциального сечения, найденным для одного какого-либо угла. Наиболее удобным оказалось наблюдение мезонов под углом 50° в системе центра масс.

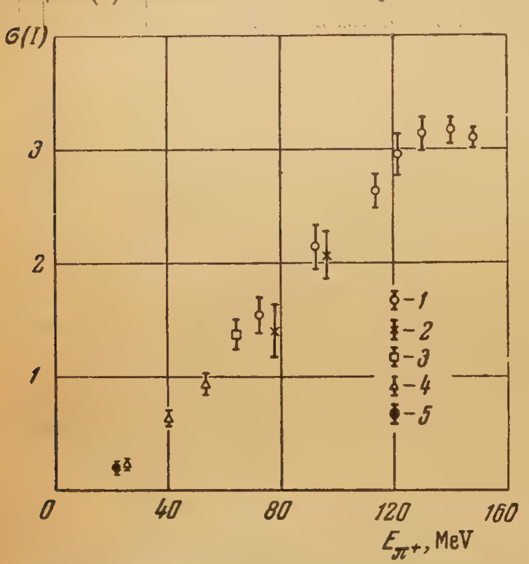



Рис. 8. Зависимость полного сечения реакции $p + p \to d + \pi^+$ от энергии $\pi^+$-мезонов по данным различных авторов: *1* — [2, 5], *2* — [14], *3* — [15], *4* — [16], *5* — усредненный результат [17, 18]

Найденные подобным способом значения $\sigma$ (I) вместе с результатом предыдущего опыта представлены в функции энергии $\pi$-мезона на рис. 8. Там же приведены результаты [14—18], полученные при меньших энергиях.

Как видно из рис. 8, в перекрывающейся области энергий результаты настоящей работы вполне удовлетворительно согласуются с данными других работ. Следует отметить, что для энергий 25, 40, 53, 76 и 94 MeV полные сечения реакции (I) были найдены при помощи принципа детального равновесия из наблюдений обратной реакции (IV) в предположении, что спин $\pi^+$-мезона равен нулю.

Результаты настоящих опытов указывают на то, что полное сечение реакции (I) быстро растет с энергией протонов вплоть до примерно 600 MeV, а затем остается приблизительно постоянным. При 657 MeV намечается тенденция к убыванию сечения реакции (I).

При помощи соотношения $\sigma(\mathrm{IV}) = \frac{2}{3}\cdot\frac{k^2}{q^2}\,\sigma(\mathrm{I})$, где $q$ и $k$ — импульсы мезона и протона в системе центра масс, была найдена кривая возбуждения реакции (IV). Оказалось, что сечение реакции (IV) проходит через максимум при энергии $\pi$-мезона в системе центра масс, равной примерно 130 MeV. При такой же энергии $\pi$-мезонов (в системе центра масс) сечения процессов рассеяния мезонов нуклонами и фоторождения мезонов достигают максимального значения. То, что сечение реакции (I) изменяется с энергией так же немонотонно, как и сечения процессов расеяния мезонов нуклонами и фоторождения мезонов, наводит на мысль, что все эти три процесса обусловлены одним и тем же механизмом взаимодействия $\pi$-мезонов с нуклонами, связанным, возможно, с существованием у нуклона возбужденного состояния.

При энергии 657 MeV (равно как и при энергии 460 MeV) измеренное угловое распределение отвечает испусканию мезонов преимущественно в $p$-состоянии. Сопоставление этого результата с тем фактом, что мезон-нуклонное взаимодействие (как это, видимо, следует из экспериментов по рассеянию мезонов в водороде) оказывается наиболее сильным для со

стояний с полным изотопическим спином 3/2 и угловым моментом 3/2, приводит к заключению, что в рассматриваемом интервале энергий основной вклад в немонотонно изменяющееся с энергией сечение реакции (I) дает $^1D_2$-состояние p-p-системы.

Дальнейшие заключения о свойствах реакции (I) можно будет сделать после проведения измерений полного сечения при еще больших энергиях и выяснения углового распределения мезонов в области углов, меньших 30°, где можно надеяться заметить эффект от рождения мезонов в $d$-состоянии.

## Некоторые замечания о соотношении между упругим рассеянием и процессами образования мезонов в p-p-соударениях

Полученные в описанных опытах сведения о полных сечениях упругого p-p-рассеяния и образования мезонов в реакции (I) при энергиях 460 и 657 MeV сведены в табл. 2. Для тех же энергий полные сечения p-p-взаимодействия были оценены путем интерполяции данных, полученных для энергий 410, 535, 615, 830 MeV в работе [19]. Полные сечения реакции (III) были измерены М. С. Козодаевым и др. [20] для энергий 480 и 670 MeV. При переходе от этих энергий к энергиям 460 и 657 MeV предполагалось, что вблизи энергии 500 MeV $\sigma$ (III) $\sim q^6$, тогда как в области энергий 600÷680 MeV $\sigma$ (III) $\sim q^{4,5}$ ($q$ — максимальный импульс $\pi$-мезона в системе центра масс).

Таблица 2

**Полные сечения p-p-взаимодействия и процессов образования мезонов в p-p-соударениях (в единицах $10^{-27}$ см²)**

| Энергия, MeV | Полное p-p-взаимодействие | Упругое p-p-взаимодействие | Неупругие процессы | $p+p \to d+\pi^+$ | $p+p \to p+p+\pi^0$ | $p+p \to p+n+\pi^+$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 460 | 28±2 | 22±2 | ~6 | 1,5±0,2 | 0,4±0,2 | ~ 4 |
| 657 | 41±2 | 23±2 | ~18 | 3,1±0,2 | 3,4±0,7 | ~11,5 |

В рассматриваемом интервале энергий наиболее яркая особенность соударений протонов с протонами состоит в постоянстве полного сечения упругого рассеяния и в быстром росте с энергией сечений процессов образования мезонов. Вследствие этого при энергии 657 MeV вклад неупругих процессов в полное сечение p-p-взаимодействия оказывается только немного меньше вклада от упругого рассеяния. При этой же энергии реакция (I) дает относительно небольшой вклад в полное сечение образования $\pi$-мезонов. Быстрое возрастание сечения реакции (II) с энергией может быть обусловлено как повышением интенсивности уже упоминавшихся переходов $^1D_2 \to {}^3S_1$ и $^1S_0 \to {}^3S_1$, протекающих при этом без формирования дейтона, так и усилением роли других переходов, в первую очередь из нечетных триплетных состояний p-p-системы. В этой связи следует отметить, что возникновение сильного отступления от изотропности p-p-рассеяния при увеличении энергии от 460 до 657 MeV также указывает на появление в p-p-взаимодействии состояний с отличным от нуля значением полного момента количества движения.

Приводимая здесь оценка сечения реакции (II) для энергии 657 MeV получена в предположении, что возникновение двух мезонов в одиночном p-p-соударении дает относительно небольшой вклад в полное сечение

взаимодействия. В настоящее время нет прямых данных о величине сечения этого процесса вблизи порога.

Институт ядерных проблем
Академии наук СССР

### Цитированная литература

1. Мещеряков М. Г., Богачев Н. П., Неганов Б. С., Пискарев Е. В., Отчет ИЯП АН СССР (1952); Неганов Б. С., Отчет ИЯП АН СССР (1954); ДАН СССР, 99, 955 (1954).
2. Мещеряков М. Г., Неганов Б. С., Богачев Н. П., Сидоров В. М., Отчет ИЯП АН СССР (1952); ДАН СССР, 100, 673 (1955).
3. Богачев Н. П., Взоров И. К., Отчет ИЯП АН СССР, Апрель 1954; ДАН СССР, 99, 931 (1954).
4. Мещеряков М. Г., Неганов Б. С., Сороко Л. М., Взоров И. К., ДАН СССР, 99, 959 (1954).
5. Мещеряков М. Г., Неганов Б. С., ДАН СССР, 100, 677 (1955).
6. Chamberlain O., Segré E., Wiegand C., Phys. Rev., 83, 923 (1951).
7. Mott W. E., Sutton R. B., Fox J. G., Kane J. A., Phys. Rev., 90, 712 (1953).
8. Hartzler A. J., Siegel R. T., Phys. Rev., 95, 185 (1954).
9. Birge R., Cruse V., Ramsay N., Phys. Rev., 83, 274 (1951).
10. Marshall J., Marshall L., Nedzel V., Phys. Rev., 92, 834 (1953).
11. De Carvalho H. G., Heiberg E., Marshall J., Marshall L., Phys. Rev., 94, 1796 (1954).
12. Watson K., Richman C., Phys. Rev., 83, 1256 (1954).
13. Берестецкий В. Б., ДАН СССР, 94, 421 (1954).
14. Stadler H. L., Phys. Rev., 96, 496 (1954).
15. Fields T. H., Fox J. G., Kane J. A., Stallwood R. A., Sutton R. B., Phys. Rev., 95, 638 (1954).
16. Durbin R., Loar H., Steinberger J., Phys. Rev., 84, 581 (1951).
17. Clark D. L., Roberts A., Wilson R., Phys. Rev., 83, 649 (1951).
18. Cartwright W. F., Richman C., Whitehead M. N., Wilcox H. A., Phys. Rev., 91, 677 (1953).
19. Shapiro A. M., Leavitt C. P., Chen F. F., Bull. Am. Phys. Soc., 29, 4, 75 (1954).
20. Тяпкин А. А., Козодаев М. С., Прокошкин Ю. Д., ДАН СССР, 100, 689 (1955).
21. Селектор Я. М., Никитин С. Я., Богомолов Е. Г., Зомбковский С. М., ДАН СССР, 99, 967 (1954).
22. Smith L. W., McReynolds A. W., Snow G., Phys. Rev., 97, 1186 (1955).
23. Джелепов В. П., Москалев В. И., Медведь С. В., ДАН СССР, 104, 380 (1955).

Примечание при корректуре. В работах по исследованию упругого p-p-рассеяния [21, 22], опубликованных после прочтения настоящего доклада, получены данные, подтверждающие изложенные здесь результаты. Кроме того, в дальнейших экспериментах, выполненных в Институте ядерных проблем АН СССР, были уточнены некоторые цифры, приведенные в табл. 2. Полные сечения p-p-взаимодействия, найденные В. П. Джелеповым, В. И. Москалевым и С. В. Медведь [23] путем прямых измерений при энергиях 460 в 660 MeV, в единицах $10^{-27}$ см$^2$ равны $27{,}6 \pm 0{,}4$ и $41{,}4 \pm 0{,}6$. Путем интерполяции данных тех же авторов, относящихся к энергиям 540 и 580 MeV, можно найти, что полное сечение p-p-взаимодействия при энергии 560 MeV составляет $(34 \pm 0{,}5)\cdot 10^{-27}$ см$^2$. Полные сечения упругого p-p-рассеяния при энергиях 460, 560 и 660 MeV, уточненные по измерениям дифференциальных сечений упругого p-p-рассеяния в области малых углов, выполненным Н. П. Богачевым, составляют в единицах $10^{-27}$ см$^2$ соответственно $24.0 \pm 0{,}6$; $25{,}2 \pm 0{,}8$ и $24{,}7 \pm 1{,}0$. Оценка полных сечений реакции $p + p \rightarrow p + n + \pi^+$ при энергиях 460, 560 и 660 MeV в единицах $10^{-27}$ см$^2$ соответственно дает значения $1{,}7 \pm 0{,}8$; $4{,}7 \pm 1{,}1$ и $10{,}2 \pm 1{,}4$.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

С. Я. НИКИТИН, Я. М. СЕЛЕКТОР, Е. Г. БОГОМОЛОВ и С. М. ЗОМБКОВСКИЙ

# РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЯМИ 460 ÷ 660 MeV ПРОТОНАМИ

## 1. Введение

В последнее время опубликован целый ряд работ [1—8] по рассеянию протонов протонами в интервале энергий 100 ÷ 435 MeV. Было установлено, что в этом интервале рассеяние изотропно в системе координат центра инерции, причем абсолютное значение сечения практически не зависит от энергии и составляет около 3,7 mb стер$^{-1}$. Следует отметить, что абсолютная величина сечения, полученная в последних работах [1, 2], на 20 ÷ 30 % меньше значения сечения, измеренного ранее Оксли, Шамбергером [5] и Тоулером [3], и совпадает со значением сечения, полученным в работе Чемберлена, Сегре и Виганда [4]. Столь резкое различие в величинах сечения следует, видимо, отнести за счет того, что в работах [3, 5] интенсивность протонного пучка определялась по реакции $C^{12}$(p, pn) $C^{11}$, сечение которой недостаточно хорошо изучено.

При энергии протонов, близкой к 430 MeV, наблюдается некоторое отклонение от изотропности в рассеянии, однако результаты работ, выполненных при этой энергии, заметно противоречат друг другу. Так, по данным Дж. Маршалла, Л. Маршалла и Недцеля [6], при $E_p$ = 429 MeV сечение рассеяния при $\theta_{ц.и} = 90°$ ($\theta_{ц.и}$ — угол в системе центра инерции) равно 3,42 mb и падает до 2,86 mb при $\theta_{ц.и} = 28°$, в то время как, согласно работе Мотта, Сэттона, Фокса и Кэйна [7], при $E_p$ = 435 MeV сечение рассеяния равно 3,39 mb при $\theta_{ц.и} = 90°$ и возрастает до 4,49 mb при $\theta_{ц.и} = 25°$,2. Сэттон, Филд и др. [8] недавно опубликовали сообщение об опытах по рассеянию при энергии протонов 437 MeV. Они обнаружили, что при этой энергии дифференциальное сечение рассеяния несколько возрастает в области малых углов ($\sigma_{16°,6}/\sigma_{90°} = 1,19$), что противоречит измерениям Маршалла и др. [6] при энергии 429 MeV и весьма плохо согласуется с результатами Мотта, Сэттона, Фокса и Кэйна [7] при энергии 435 MeV.

В настоящей работе изучалось рассеяние протонов с энергиями 460, 560 и 660 MeV протонами *. Измерения производились на синхроциклотроне Института ядерных проблем АН СССР. Непосредственно от ускорителя получались протоны с энергией 460 и 660 MeV; протоны с энергией 560 MeV получались торможением протонов с энергией 660 MeV в графитовых фильтрах.

## 2. Метод измерения

Схема расположения аппаратуры при измерении рассеяния протонов с энергией $E_p$ = 460 MeV показана на рис. 1. Пучок протонов из синхроциклотрона тщательно коллимировался и направлялся на парафиновую мишень $P$. Рассеянные в мишени протоны регистрировались телескопом $A$

* Опыты по рассеянию протонов с энергией 460 MeV были проделаны в 1952 г.

из четырех пропорциональных счетчиков, а соответствующие им протоны отдачи — счетчиком $B$ *. Число актов p-p-рассеяния определялось разностным методом путем попеременных измерений с парафиновой и графитовой мишенями. При рассеянии на углы, меньшие 45°, когда энергия протонов отдачи мала и одновременная регистрация рассеянного протона и протона отдачи становилась затруднительной, при помощи телескопа $A$ регистрировались только рассеянные протоны. В этом случае для того, чтобы исключить медленные протоны и π-мезоны, образованные в мишени, между третьим и четвертым счетчиками телескопа $A$ помещался вольфрамовый фильтр с поверхностной плотностью 125 г см$^{-2}$.

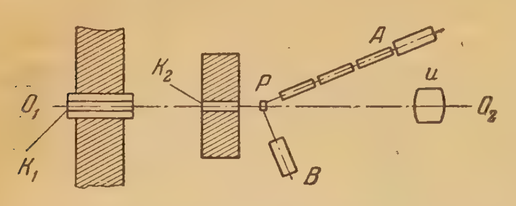



Рис. 1. Схема расположения аппаратуры при измерении рассеяния протонов с энергией $E_p = 460$ MeV: $A$ — телескоп из четырех пропорциональных счетчиков, $B$ — счетчик протонов отдачи, $u$ — ионизационная камера, $P$ — мишень, $K_1$, $K_2$ — коллиматоры, $O_1$, $O_2$ — направление пучка протонов

Схема расположения аппаратуры при измерении рассеяния протонов с энергией 560 и 660 MeV показана на рис. 2. В этом случае при помощи телескопа $A$ из четырех пропорциональных счетчиков и телескопа $B$ из

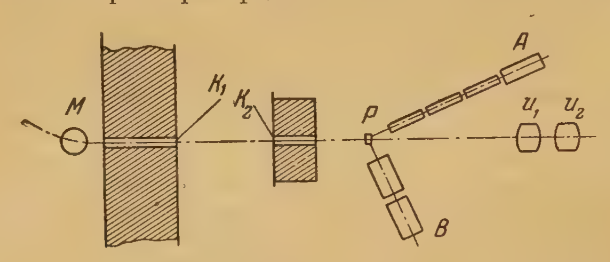



Рис. 2. Схема расположения аппаратуры при измерении рассеяния протонов с энергией $E_p = 560$ и 660 MeV: $A$ — телескоп из четырех пропорциональных счетчиков, регистрирующий рассеянные протоны, $B$ — телескоп из двух пропорциональных счетчиков, регистрирующий протоны отдачи, $P$ — мишень, $u_1$, $u_2$ — ионизационные камеры, $K_1$, $K_2$ — коллиматоры, $M$ — магнит

двух пропорциональных счетчиков производилась одновременная регистрация как рассеянного протона, так и протона отдачи. Относительная интенсивность протонного пучка измерялась при помощи ионизационных камер $u_1$ и $u_2$, расположенных за мишенью. Абсолютная калибровка показаний ионизационных камер производилась по цилиндру Фарадея.

## 3. Протонный пучок

### Расположение коллиматоров

Выведенный из синхроциклотрона пучок протонов коллимировался при помощи системы коллиматоров. Расположение коллиматоров и измерительной аппаратуры при изучении рассеяния протонов с энергией $E = 460$ MeV показано на рис. 1. Первый из коллиматоров был вмонтирован в бетонную стену толщиной 1,5 м и представлял собой набор плотно входивших друг в друга латунных труб, образующих канал для прохождения пучка. На расстоянии около 4 м от него устанавливался второй

* Строго говоря, оба протона, участвующие в процессе рассеяния, являются тождественными. Разделение их на рассеянный протон и протон отдачи проведено, как это обычно делается, для удобства изложения.

коллиматор $K_2$, вмонтированный в бетонную стену толщиной 1 м. При проведении настоящих измерений коллиматор $K_1$ имел внутренний ф 5 см, коллиматор $K_2$ — внутренний ф 2 ÷ 3 см.

Расположение коллиматоров и измерительной аппаратуры при изучении рассеяния протонов с энергией 560 и 660 MeV показано на рис. 2. Пучок протонов отклонялся анализирующим магнитом $M$ и коллимировался двумя коллиматорами $K_1$ и $K_2$. Коллиматор $K_1$ представлял собой стальной брус длиной 3,6 м с отверстием по оси, вмонтированный в четырехметровую бетонную стену. При измерениях апертура коллиматора составляла 5 см. На расстоянии около 6 м от коллиматора $K_1$ устанавливался второй коллиматор $K_2$. Устройство этого коллиматора показано на рис. 3. Для уменьшения энергии падающих протонов внутрь коллиматора $K_2$ могли помещаться графитовые фильтры. После прохождения через фильтры протонный пучок дополнительно коллимировался латунной трубой 3 с внутренним ф 19 мм. Из-за рассеяния в фильтрах угловая расходимость пучка резко возрастала. При этом на мишень, расположенную на расстоянии около 40 см от выходного отверстия коллиматора, могли попадать только протоны, рассеянные на угол меньше 1°.

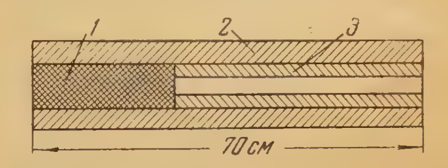



Рис. 3. Схема коллиматора $K_2$ (см. рис. 2): *1* — графитовый фильтр, *2* — стальной брус, *3* — латунная труба

Часть протонов, отклонившихся после прохождения через фильтр от первоначального направления, проходит через стенки трубы 3 и, минуя мишень (диаметр мишени при измерении угловой зависимости сечения рассеяния был несколько меньше диаметра коллиматора), может попасть в ионизационные камеры $u_1$ и $u_2$. При изучении угловой зависимости рассеяния дополнительная загрузка ионизационных камер не приводит к погрешностям, поскольку в этом случае измеряется лишь относительная интенсивность протонного пучка. Однако при измерениях абсолютной величины дифференциального сечения рассеяния прохождение заметного количества протонов сквозь стенки коллиматора может привести к значительным ошибкам. Поэтому при измерении абсолютной величины сечения для протонов с энергией 560 MeV измерительная установка отодвигалась на расстояние 1,5 м от коллиматора $K_2$ и перед мишенью помещался дополнительный коллиматор.

Правильность расположения коллиматоров и измерительной аппаратуры проверялась по почернению рентгеновской пленки, помещенной перед входом пучка в коллиматор и по выходе из него.

### Измерение интенсивности протонного пучка

Измерение относительной интенсивности протонного пучка производилось при помощи ионизационных камер. В случае, когда энергия протонов была 460 MeV, на пути пучка помещалась одна ионизационная камера. Схематически ее устройство показано на рис. 4. Камера наполнялась чистым аргоном до давления 2 атм. Ток ионизационной камеры усиливался балансной плиотронной схемой, к которой присоединялся усилитель постоянного тока, нагруженный на самопишущий гальванометр с чувствительностью 5 mA на шкалу *.

Применение плиотронной схемы в качестве первого каскада усиления постоянного тока и наличие стопроцентной обратной связи в усилителе постоянного тока позволили достигнуть высокой стабильности установки. Дрейф «нуля» у всего прибора в целом за 1 час соответствовал изменению

* Усилитель постоянного тока был разработан Л. Л. Гольдиным. Пользуемся случаем выразить ему свою глубокую благодарность.

потенциала на входе плиотронной схемы на 1 ÷ 2 mV; при этих же условиях изменение потенциала на входе плиотронной схемы, обусловленное протонным пучком, составляло 200 ÷ 300 mV.

В случае, когда энергия протонов составляла 560 и 660 MeV, на пути пучка помещались две ионизационные камеры. Первая камера, как и в случае протонов с энергией 460 MeV, соединялась с усилителем постоянного тока и самопишущим гальванометром, описанными выше; вторая ионизационная камера присоединялась к интегратору тока. Абсолютная калибровка показаний ионизационных камер производилась по цилиндру Фарадея, сконструированному специально для настоящей работы. В процессе калибровки цилиндр Фарадея располагался за ионизационными камерами и сравнивались показания ионизационных камер и ток зарядки цилиндра Фарадея.

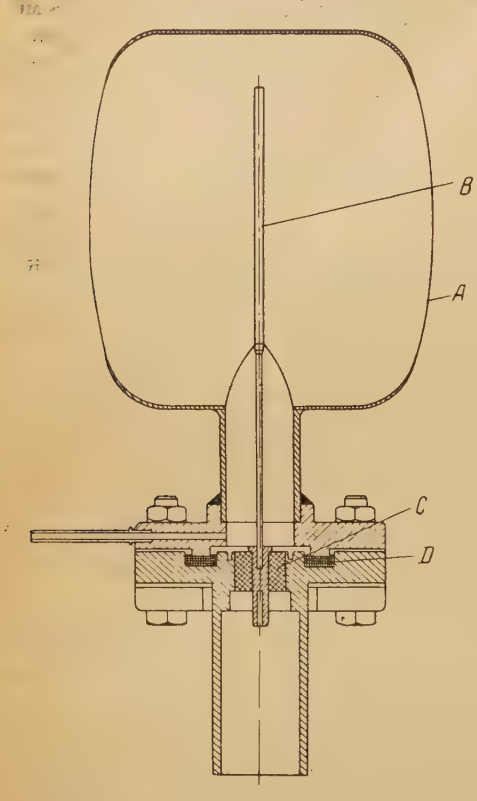



Рис. 4. Схематическое устройство ионизационной камеры: $A$ — корпус камеры, $B$ — собирающий электрод, $C$ — янтарный изолятор, $D$ — резиновые уплотнения

### 4. Геометрия опытов и конструкция счетчиков

Угол между направлениями движения рассеянного протона и протона отдачи определяется соотношением

$$\operatorname{tg}(\theta_л + \varphi_л) = \left(1 + \frac{2Mc^2}{E}\right)\operatorname{tg}\theta_л + \frac{2Mc^2}{E}\operatorname{ctg}\theta_л, \qquad (1)$$

где $M$ и $E$ — соответственно масса покоя и кинетическая энергия падающего протона, $\theta_л$ и $\varphi_л$ — соответственно углы вылета рассеянного протона и протона отдачи.

При квазиупругом рассеянии протонов на ядрах углерода подобная строгая корреляция практически отсутствует, так что при одновременной регистрации рассеянного протона и протона отдачи рассеяние на ядрах углерода вносит лишь незначительный вклад в полное число зарегистрированных актов рассеяния в парафиновой мишени. В настоящем эксперименте телесный угол определялся размерами счетчиков телескопа $A$; телескоп $B$ регистрировал протоны отдачи. Для полной регистрации всех протонов отдачи, соответствующих протонам, рассеянным в направлении телескопа $A$, в телескоп $B$ должны помещаться счетчики довольно большого диаметра.

При измерении рассеяния протонов с энергией 560 и 660 MeV в телескоп $B$ помещались два счетчика ϕ 8 см и длиной 14 см, которые регистрировали все протоны отдачи, соответствующие протонам, проходящим через телескоп $A$. Расстояние от мишени до заднего края последнего счетчика телескопа $B$ в большинстве случаев составляло 50 см. Первые три счетчика телескопа $A$ имели ϕ 2 см и длину 14,5 см и для удобства юстировки были смонтированы в общем стеклянном баллоне. Четвертый счетчик имел ϕ 4 см и длину 15 см. Расстояние между мишенью и третьим (определяющим телесный угол) счетчиком телескопа $A$ в большинстве

измерений было равно примерно 90 см. Расстояние между третьим и четвертым счетчиками телескопа $A$ составляло 7,5 см.

При измерении рассеяния протонов с энергией 460 MeV в некоторых случаях, когда измерялось угловое распределение рассеяния, счетчик имел ф 4 см и длину 15 см; при этом регистрировались не все протоны отдачи, что приводило к легко учитываемой зависимости эффективного телесного угла от угла рассеяния. При измерении абсолютного значения сечения счетчик $B$ брался большего диаметра (диаметр счетчика менялся) и регистрировались все протоны отдачи. Конструкция счетчиков телескопа $A$ была такая же, как и при измерении рассеяния протонов с энергией 560 и 660 MeV.

Все счетчики наполнялись смесью аргона и метана (100 мм рт. ст. аргона и 300 мм рт. ст. метана). Для наполнения счетчиков применялся спектрально чистый аргон. Метан тщательно очищался от примесей дробной перегонкой и многократно пропускался над распыленным бариевым геттером для поглощения следов кислорода. Рабочее напряжение на счетчиках телескопа $A$ составляло 2000 ÷ 2400 V; на счетчиках телескопа $B$ — 2500 ÷ 2800 V. Импульсы от счетчиков усиливались предварительными усилителями и по высокочастотным кабелям подавались на схему совпадений. Полное усиление в каждом канале составляло $1{,}5 \cdot 10^4$. Разрешающее время схемы совпадений было равно $2 \cdot 10^{-7}$ сек. Одновременно регистрировалось число совпадений между телескопами $A$ и $B$ и число совпадений в телескопе $A$.

## 5. Рассеиватели

В качестве водород-содержащих рассеивателей применялись мишени из парафина. Все мишени имели цилиндрическую форму и были подвешены в оправке, способной вращаться относительно вертикальной оси. При измерениях углового распределения рассеянных протонов геометрические размеры мишеней были таковы, что мишени целиком находились в пучке (ф мишеней 15 ÷ 20 мм и толщина 1,0 ÷ 1,5 г см$^{-2}$ парафина при ф пучка 20 ÷ 30 мм). При измерениях абсолютной величины сечения ф мишени (30 мм) был больше ф пучка (20 мм). Толщина парафиновой мишени была такова, что на 1 см$^2$ приходилось $1{,}190 \cdot 10^{23}$ атомов водорода.

Фон, обусловленный случайными совпадениями и рассеянием протонов на ядрах содержащегося в парафине углерода, измерялся при помощи графитовых мишеней, эквивалентных парафиновым по числу атомов углерода на 1 см$^2$. Графитовые мишени имели тот же диаметр, что и соответствующие им парафиновые мишени.

Эффект рассеяния протонов протонами определялся как разность числа совпадений с парафиновой и графитовой мишенями. В определенном таким образом числе актов p-p-рассеяния отсутствовала сколько-нибудь заметная примесь случайных совпадений. Это подтверждается тем, что эффект p-p-рассеяния изменялся линейно (статистическая точность 3 %) при изменении интенсивности пучка в 2,5 раза.

При рассеянии протонов с энергией 460 MeV протоны отдачи, соответствующие протонам, рассеянным на угол 45° в системе центра инерции, испытывали заметное многократное рассеяние в мишени. Была введена соответствующая поправка, которая оказалась равной 4,5%.

## 6. Контрольные измерения

Для проверки правильности работы установки производился ряд контрольных измерений. Одним из важных параметров, характеризующих правильную и стабильную работу аппаратуры, является независимость

числа регистрируемых совпадений * от напряжения на счетчиках (плато по напряжению). Наличие плато по напряжению проверялось перед началом каждой серии измерений как путем одновременного изменения напряжения на всех счетчиках, так и путем изменения напряжения на одном из счетчиков при фиксированных напряжениях на остальных. Типичная кривая для последнего случая приведена на рис. 5. Из графика видно, что, начиная с напряжения порядка 2000 V, число регистрируемых совпадений в пределах статистических ошибок измерения остается постоянным при увеличении напряжения на счетчике. Поскольку амплитуда импульсов от пропорциональных счетчиков зависит от энергии протонов, проверка

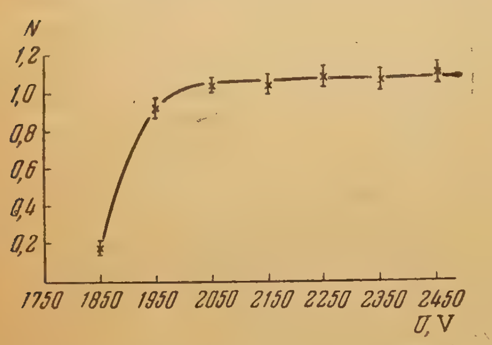



Рис. 5. Зависимость числа совпадений $N$ между телескопами $A$ и $B$ от напряжения $U$ на первом счетчике телескопа $A$ при постоянном напряжении на остальных счетчиках

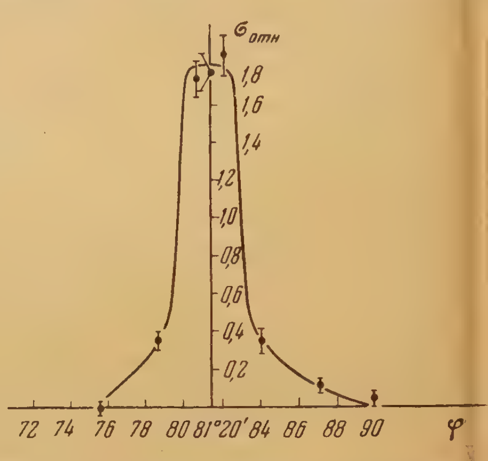



Рис. 6. Зависимость числа совпадений (см. формулу (2)) между телескопами $A$ и $B$ от угла $\varphi$ между ними ($E_p = 660$ MeV, $\theta_л = 40°40'$)

плато по напряжению производилась при положениях телескопов $A$ и $B$, соответствующих верхней и нижней границе измеряемого углового интервала для p-p-рассеяния. Наличие плато по напряжению свидетельствует о том, что импульсы от счетчиков после усиления значительно больше порога срабатывания схемы совпадений и стандартизуются на последних каскадах усилителя. При этом число регистрируемых совпадений не зависит от изменений газового усиления счетчиков и коэффициента усиления усилителя. При работе напряжение на счетчиках устанавливалось на 100 ÷ 150 V выше начала плато по напряжению.

При измерении как углового распределения рассеянных протонов, так и абсолютного значения сечения могут возникнуть существенные ошибки, если в пучке присутствуют сравнительно медленные протоны. Отсутствие заметной примеси медленных протонов в пучке проверялось следующим образом: как непосредственно следует из формулы (1), угол между направлениями движения рассеянного протона и протона отдачи для медленных протонов равен 90°, а для протонов с энергией больше 450 MeV этот угол меньше 84° **. Измерение зависимости числа совпадений от угла между телескопами дает определенные указания на количество медленных протонов в пучке.

Соответствующие измерения производились при энергиях протонов 460 и 660 MeV. Результаты, полученные при энергии 660 MeV, приведены на рис. 6. Значительная ширина кривой обусловлена большими размерами счетчиков телескопа $B$. Для повышения углового разрешения телескоп $B$ в ходе этих измерений отодвигался от мишени на 120 см (расстояние от ми-

* Здесь, как и ниже в этом параграфе, под числом совпадений между телескопами $A$ и $B$ подразумевается число совпадений, обусловленное рассеянием протонов на водороде.

** При угле рассеяния $\theta_{ц.\,и} = 90°$.

шени до заднего края второго счетчика телескопа $B$). Как видно из рисунка, при угле между телескопами $A$ и $B$, равном 90°, число совпадений между ними, обусловленное p-p-рассеянием, практически равно нулю, что свидетельствует об отсутствии медленных протонов в пучке. При энергии 560 MeV полная кривая зависимости числа совпадений между телескопами $A$ и $B$ от угла между ними не снималась и проверялось лишь отсутствие совпадений при угле между телескопами, равном 90°.

В опытах использовались пропорциональные счетчики довольно большого диаметра (до 8 см). При этом время дрейфа электронов в счетчике от места образования до нити было сравнимо с разрешающим временем схемы совпадений. С целью проверки того, что схема совпадений не просчитывает часть импульсов, разрешающее время схемы менялось от 0,2 до 0,6 μсек. При этом число совпадений, вызванных актами рассеяния протонов протонами, оставалось практически постоянным.

В случае протонов с энергиями 560 и 660 MeV в телескопе $B$ регистрировались все протоны отдачи, соответствующие рассеянным протонам, прошедшим через телескоп $A$. Для того чтобы убедиться в этом, измерялось число совпадений между телескопами $A$ и $B$ как функция расстояния телескопа $B$ от мишени. Эта проверка производилась при углах рассеяния 12°57′ и 17°21′ (соответственно 30 и 40° в системе координат центра инерции при энергии протонов 660 MeV). Полученные результаты для угла рассеяния 17°21′ приведены на рис. 7. Из графика видно, что, если расстояние от заднего края второго счетчика телескопа $B$ до мишени меньше 70 см, число совпадений между телескопами $A$ и $B$ не зависит от этого расстояния и, следовательно, в телескопе $B$ регистрируются все протоны отдачи, соответствующие протонам, прошедшим через телескоп $A$. Аналогично проверялось отсутствие просчетов при регистрации протонов отдачи и при угле рассеяния $\theta_л = 12°57′$. Из графика также следует, что многократное резерфордовское рассеяние протонов отдачи в мишени не приводит к уменьшению числа регистрируемых совпадений.

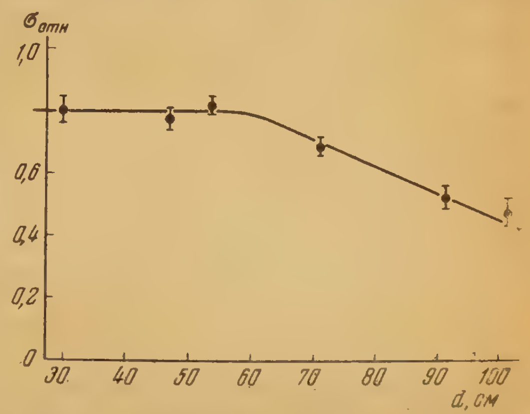



Рис. 7. Зависимость числа совпадений между телескопами $A$ и $B$ от расстояния $d$ от заднего края последнего счетчика в телескопе $B$ до мишени (часть измерений проведена при одном счетчике в телескопе $B$; в этом случае указано расстояние от мишени до заднего края счетчика)

## 7. Измерение угловой зависимости сечения p-p-рассеяния

В настоящей работе сначала измерялось угловое распределение рассеянных протонов (в относительных единицах). Затем при одном или нескольких углах рассеяния определялась величина дифференциального сечения рассеяния в абсолютных единицах и по полученному значению нормировалась вся кривая угловой зависимости сечения p-p-рассеяния. Такое выделение абсолютных измерений представляется целесообразным ввиду того, что в этом случае необходим целый ряд контрольных опытов, которые желательно производить непосредственно перед началом абсолютных измерений.

Сечение рассеяния в относительных единицах определялось по формуле

$$\sigma_{отн} = \frac{N_п}{I_п} - \frac{N_г}{I_г}, \qquad (2)$$

где $N_п$ и $N_г$— число совпадений между телескопами $A$ и $B$ с парафиновой и графитовой мишенями, а $I_п$, $I_г$ — соответствующая этим измерениям интегральная интенсивность протонного пучка, выраженная в относительных единицах (число отсчетов механического счетчика интегратора тока ионизационной камеры или площадь, ограниченная кривой самопишущего гальванометра).

Путем одновременной регистрации рассеянного протона и протона отдачи производились измерения в интервале углов $45 \div 90°$ при энергии протонов 460 MeV, $40 \div 90°$ — при энергии протонов 560 MeV и $30 \div\div 90°$—при энергии протонов 660 MeV. При энергии протонов 460 MeV, как уже отмечалось, не все протоны отдачи, соответствующие протонам, зарегистрированным телескопом $A$, регистрировались счетчиком $B$. В экспериментальные данные в этом случае вводилась соответствующая поправка, учитывающая изменение телесного угла в зависимости от угла, под которым наблюдались рассеянные протоны. На рис. 8 дана зависимость эффективного телесного угла от угла рассеяния. Правильность вычислений была проверена экспериментально: соотношение дифференциальных сечений при 45 и 90° было измерено при помощи счетчика $B$ увеличенного диаметра. При этом регистрировались уже все протоны отдачи. Эти измерения оказались в хорошем согласии с остальными данными. При $E_p = 460$ MeV в интервале углов $30 \div 45°$ регистрировались только единичные рассеянные протоны. Для того чтобы исключить медленные протоны и $\pi$-мезоны, образованные в реакциях $p + p \to \pi^+ + d$ и $p + p \to \to \pi^+ + p + n$, между третьим и четвертым счетчиками телескопа $A$ помещался вольфрамовый фильтр с поверхностной плотностью 125 г см$^{-2}$. Полученные при этом результаты сопрягались в точке, соответствующей $\theta_{ц.и} = 45°$, с кривой, найденной в результате одновременной регистрации рассеянного протона и протона отдачи.

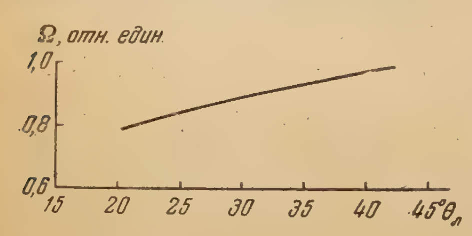



Рис. 8. Зависимость эффективного телесного угла, выделяемого телескопами $A$ и $B$, от угла рассеяния ($E_p = 460$ MeV)

В случае, когда регистрировались оба протона, участвующие в акте рассеяния, фон, измеренный с графитовой мишенью, составлял 8—14 % при энергиях 460 и 660 MeV и не превышал 25% при энергии 560 MeV. В случае, когда регистрировался только рассеянный протон, отношение числа совпадений с парафиновой и графитовой мишенями было равно 1,2—1,3.

Для каждого значения энергии протонов в пучке производилось несколько серий измерений угловой зависимости сечения p-p-рассеяния. Результаты отдельных серий в пределах статистических ошибок хорошо согласуются друг с другом.

Для того чтобы при усреднении отдельных кривых избежать возможных ошибок, связанных с изменением чувствительности мониторов за время между сериями измерений (до 2 месяцев), кривые приводились к одинаковому масштабу следующим образом: бралась одна из кривых, измеренная с большей статистической точностью, чем остальные, и для нее и какой-либо другой кривой вычислялось отношение ординат при каждом угле рассеяния. Усредняя эти отношения, можно получить соотношение масштабов обеих кривых. При таком методе вычисления среднего отношения ординат используется полное число импульсов, измеренное для обеих кривых, и ошибка приведения кривых к одному масштабу становится значительно меньше статистических ошибок отдельных измерений. После приведения кривых к одному масштабу они усреднялись обычным способом.

## 8. Измерение абсолютной величины дифференциального сечения рассеяния протонов протонами

Абсолютное значение дифференциального сечения р-р-рассеяния измерялось при энергии протонов 460 MeV — для углов 41°49′ и 27°19′, при энергии протонов 560 MeV — для угла 26°52′ и при энергии протонов 660 MeV — для углов рассеяния 17°21′ и 26°22′. Перед началом каждого измерения производилась калибровка ионизационных камер по цилиндру Фарадея. Абсолютная величина сечений определялась по формуле

$$\sigma_{л}(\vartheta_{л}) = \frac{\dfrac{N_{п}}{I_{о,п}} - \dfrac{N_{г}}{I_{о,г}}}{n\Omega},$$

где $n$ — число атомов водорода на 1 см$^2$ в мишени из парафина, $\Omega$—эффективный телесный угол, $I_{о,\,п}$, $I_{о,\,г}$— соответственно интегральная интенсивность протонного пучка при измерениях с мишенью из парафина и графита.

Наибольшие ошибки при этих измерениях связаны с определением эффективного телесного угла $\Omega$. Для определения $\Omega$ измерялось число совпадений в телескопе $A$ при двух фиксированных расстояниях его от рассеивателя. Телесный угол, выделяемый телескопами $A$, определялся по формуле $\Omega = \frac{S}{a^2}\left(\sqrt{\frac{N_1 I_2}{N_2 I_1}} - 1\right)^2$, где $S$ — площадь третьего счетчика, $a$ — расстояние между обоими положениями телескопа, $N_1$, $N_2$, $I_1$, $I_2$— соответственно число совпадений и интегральная интенсивность при первом и втором положениях телескопа $A$. Описанный метод позволяет получить значение $\Omega$ с точностью 3,5 ÷ 4,5 %. Определение телесного угла производилось непосредственно перед каждым измерением абсолютного значения сечения рассеяния. Для изготовления мишеней применялся парафин с известным химическим составом ($CH_{2,07}$). Ошибка в определении величины $n$ не превосходила 0,5 %.

Ошибка в измерении интегральной интенсивности протонного пучка $I_0$ складывается из ошибок в измерении относительной интенсивности и ошибок, связанных с калибровкой ионизационных камер по цилиндру Фарадея. Ошибки в измерении относительной интенсивности протонного пучка, в свою очередь, складываются из ошибок в отсчете интенсивности по ленте самопишущего гальванометра (0,7 ÷ 1 %), ошибок, обусловленных нелинейностью характеристик радиотехнической схемы (не более 0,5 %), и ошибок, связанных с дрейфом «нуля» электрометрической схемы за время измерения (не более 0,6 ÷ 0,7 %). Средняя ошибка в измерении относительной интенсивности пучка протонов не превосходит, следовательно, 1,3 ÷ 1,4 %. Ошибка в калибровке ионизационных камер по цилиндру Фарадея складывается из ошибки в определении собственной емкости цилиндра Фарадея (меньше 0,8 %), ошибки в определении поправки, обусловленной остаточным газом внутри кожуха прибора (1 —1,2 %), и ошибок, связанных с дрейфом «нуля» электрометрической схемы (менее 0,5 %). Кроме того, при сравнении показаний ионизационных камер и цилиндра Фарадея следует учесть ошибки, связанные с наблюдателем (ошибка в определении момента прохождения стрелки прибора через деление и т. д.), которая составляет около 1 %. В целом средняя ошибка в определении потока протонов составляет 1,8—2 %.

Результаты измерения абсолютных значений сечения р-р-рассеяния в лабораторной системе приведены в табл. 1. При измерениях применялась мишень из парафина с числом атомов водорода $n = 1{,}190 \cdot 10^{23}$ см$^{-2}$. Первоначальные измерения абсолютной величины сечения рассеяния при $E_p = 460$ MeV привели к значению $\sigma_{л}(\vartheta) = 1{,}28 \cdot 10^{-26}$ см$^2$ стер$^{-1}$

при $\theta_л = 41°41'$. Однако, поскольку эти измерения были проведены со сравнительно невысокой точностью, были проделаны дополнительные измерения абсолютной величины сечения рассеяния. В этих измерениях

Таблица 1

**Абсолютные значения дифференциального сечения p-p-рассеяния для разных энергий протонов**

| Энергия, MeV | Угол рассеяния, $\theta_л$ | $\Omega$, $10^{-4}$ стер | $\sigma_л$, $10^{-26}$ см² стер⁻¹ |
|---|---|---|---|
| 460 | 41°41′ | 3,74±0,22 | 1,10±0,09 |
| 460 | 27°19′ | | 1,55±0,11 |
| 560 | 26°52′ | 4,39±0,15 | 1,51±0,13 |
| 660 | 17°21′ | 4,30±0,16 | 2,32±0,12 |
| 660 | 26°22′ | 4,50±0,16 | 1,46±0,07 |

пучок протонов с энергией 460 MeV получался торможением протонов с энергией 660 MeV в графитовых фильтрах, помещенных в начале коллиматора $K_1$ (см. рис. 2). Рассеянные протоны регистрировались телескопом $A$ из четырех пропорциональных счетчиков, протоны отдачи — телескопом $B$ из двух пропорциональных счетчиков. При этом регистрировались все протоны отдачи, соответствующие протонам, прошедшим через телескоп $A$. В результате были найдены абсолютные значения сечения при $E_p = 460$ MeV (углы 41°41′ и 27°19′), приведенные в табл. 1.

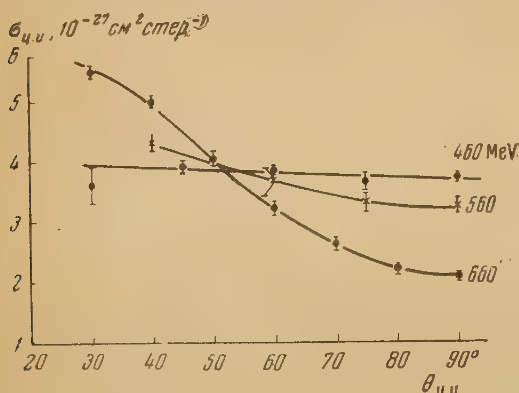



Рис. 9. Дифференцальное сечение рассеяния протонов с энергиями 460, 560 и 660 MeV протонами

**Результаты**

Усредненные результаты измерения угловой зависимости сечения рассеяния нормировались в абсолютных единицах по данным табл. 1 и пересчитывались в систему координат центра инерции по формуле

$$\sigma_{ц.и}(\theta_{ц.и}) = \frac{\sigma_л(\theta_л)}{4\cos\theta_л} \cdot \frac{\left(1 + \frac{E}{2Mc^2}\sin^2\theta_л\right)^2}{1 + \frac{E}{2Mc^2}},$$

где $E$ — кинетическая энергия протонов в пучке, $M$ — масса протона, $\sigma_{ц.и}(\theta_{ц.и})$ и $\sigma_л(\theta_л)$ — соответственно сечения рассеяния в системе координат центра инерции и в лабораторной системе координат. Результаты измерений, пересчитанные в систему центра инерции, приведены на рис. 9 и в табл. 2.

На графиках рис. 9 и в табл. 2 указаны только статистические ошибки измерения. Ошибки в определении абсолютного значения сечения составляют 7 % при энергии протонов 460 MeV, 10 % — при энергии протонов 560 MeV и 5 % — при энергии протонов 660 MeV.

Таблица 2

**Зависимость дифференциального сечения p-p-рассеяния от угла рассеяния для протонов разных энергий**

| Угол рассеяния (в системе центра инерции) | $\sigma$, $10^{-27}$ см$^2$ стер$^{-1}$ | | |
|---|---|---|---|
| | $E_p = 460$ MeV | $E_p = 560$ MeV | $E_p = 660$ MeV |
| 90° | 3,68±0,09 | 3,22±0,13 | 2,06±0,08 |
| 80° | — | — | 2,19±0,11 |
| 75° | 3,60±0,12 | 3,28±0,14 | — |
| 70° | — | — | 2,59±0,10 |
| 60° | 3,82±0,09 | 3,66±0,19 | 3,20±0,12 |
| 50° | — | — | 4,03±0,12 |
| 45° | 3,89±0,09 | — | — |
| 40° | — | 4,32±0,14 | 4,97±0,10 |
| 30° | 3,57±0,31 | — | 5,47±0,12 |

## 9. Обсуждение полученных данных

Наиболее интересный результат настоящей работы — обнаружение заметной анизотропии в сечении рассеяния при энергии протонов 560÷660 MeV. Как известно, сечение рассеяния остается строго изотропным в системе координат центра инерции вплоть до энергий порядка 400 MeV. В области энергий 415÷435 MeV данные, полученные различными авторами, находятся в противоречии друг с другом. Видимо, можно считать, что при этих энергиях с уменьшением угла сечение рассеяния несколько возрастает. Далее, при энергии протонов, равной 460 MeV, согласно результатам настоящей работы, отношение сечений при углах рассеяния 45 и 90° равно 1,06, т. е. не наблюдается заметной анизотропии в сечении рассеяния. Эти данные находятся в согласии с результатами Сэттона и сотрудников [8] ($\sigma_{(16°,6)}/\sigma_{(90°)} = 1{,}19$ при $E_p = 437$ MeV) и противоречат результатам Маршалла Дж., Маршалла Л. и Надцеля [6] ($\sigma_{(28°)}/\sigma_{(90°)} = 0{,}84$ при $E_p = 429$ MeV) и Мотта, Сэттона и др. [7] ($\sigma_{(25°,2)}/\sigma_{(90°)} = 1{,}32$ при $E_p = 435$ MeV).

Результаты настоящих экспериментов свидетельствуют о том, что сечение весьма слабо зависит от угла вплоть до энергии 460 MeV. При энергии протонов $E_p = 560$ MeV наблюдается заметная анизотропия в характере углового распределения рассеянных протонов ($\sigma_{(40°)}/\sigma_{(90°)} = 1{,}34$). Наконец, при энергии протонов 660 MeV сечение рассеяния является резко анизотропным ($\sigma_{(30°)}/\sigma_{(90°)} = 2{,}66$). Появление заметной анизотропии в сечении при энергии 560÷660 MeV, обусловленное наличием в рассеянной волне членов с $j > 0$ ($j$ — полный момент количества движения), не представляется сколько-нибудь удивительным; скорее удивительным является отсутствие анизотропии в сечении рассеяния при энергии протонов 100÷400 MeV.

Из рис. 9 следует, что при угле рассеяния $\theta_{ц.\,и} = 90°$ сечение рассеяния быстро падает с увеличением энергии. Обратная картина наблюдается при малых углах рассеяния, где сечение быстро возрастает с энергией. При углах рассеяния порядка 50÷55° сечение рассеяния остается практически постоянным в интервале энергий 460÷660 MeV и совпадает со значением сечения при энергии протонов 260÷400 MeV.

При энергии протонов 460 MeV сечение рассеяния (для $\theta_{ц.\,и} = 90°$) равно $3{,}68 \cdot 10^{-27}$ см$^2$ стер$^{-1}$, что заметно превышает максимально возможное значение сечения для чистого $S$-рассеяния. Большую величину и практически изотропное угловое распределение рассеянных протонов можно

объяснить, предполагая, что при этой энергии рассеяние обусловлено в основном взаимодействием протонов в $^1S_0$- и $^3P_0$-состояниях.

Сравнение полученных результатов с теорией в настоящее время провести нельзя ввиду отсутствия сколько-нибудь строгой теории ядерных сил. По этой же причине в настоящее время не может быть проведен однозначный фазовый анализ экспериментальных данных.

Измерение рассеяния протонов протонами при энергии 460 ÷ 660 MeV производилось также М. Г. Мещеряковым и сотрудниками [9—11]. Полученные ими данные в пределах ошибок измерений хорошо согласуются с результатами настоящей работы.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить глубокую благодарность А. И. Алиханову и А. Г. Мешковскому за обсуждение полученных данных и помощь в работе.

Считаем также своим долгом выразить благодарность М. Г. Мещерякову за предоставление возможности проведения настоящей работы и всему эксплуатационному персоналу синхроциклотрона за четкую работу, способствовавшую нормальному ходу измерений.

### Цитированная литература

1. Fischer D., Goldhaber G., Phys. Rev., 95, 1350 (1954).
2. Chamberlain O., Garrison J. D., Phys. Rev., 95, 1349 (1954).
3. Towler O. A., Phys. Rev., 85, 1024 (1952).
4. Chamberlain O., Segré E., Wiegand C., Phys. Rev., 83, 923 (1951).
5. Oxley C. L., Shamberger R. D., Phys. Rev., 85, 416 (1952).
6. Marshal J., Marshal L., Nedzel V. A., Phys. Rev., 92, 834 (1953).
7. Mott W. E., Sutton R. B., Fox J. G., Kane J. A., Phys. Rev., 90, 712 (1953).
8. Sutton R. B., Fields T. H., Fox J. G., Kane J. A., Mott W. E., Stallwood R. A., Bull. Am. Phys. Soc., 29, *4*, 75 (1954).
9. Мещеряков М. Г., Богачев Н. П., Неганов Б. С. и Пискарев Е. В., ДАН СССР, 99, 955 (1954).
10. Богачев Н. П., Взоров И. К., ДАН СССР, 99, 931 (1954).
11. Мещеряков М. Г., Неганов Б. С., Сороко Л. М. и Взоров И. К., ДАН СССР, 99, 959 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

В. П. ДЖЕЛЕПОВ, Ю. М. КАЗАРИНОВ, Б. М. ГОЛОВИН, В. Б. ФЛЯГИН и В. И. САТАРОВ

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С НУКЛОНАМИ И ДЕЙТОНАМИ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 380÷590 MeV

## Введение

Эсперимептальные данные по рассеянию одинаковых нуклонов позволяют получить сведения о ядерном взаимодействии частиц в антисимметричных состояниях. Свойства взаимодействия нуклонов высоких энергий в симметричных состояниях могут быть изучены лишь при наблюдении рассеяния нейтронов протонами.

Данная работа посвящена описанию основной части исследований, проведенных авторами в 1950—1952 гг. на синхроциклотроне Института ядерных проблем АН АССР с нейтронами со средней энергией 380 MeV. Комплекс этих исследований охватывает изучение упругого рассеяния нейтронов протонами и нейтронами, а также экспериментальное изучение обменного рассеяния нейтронов дейтонами, проведенное в целях выяснения зависимости обменных сил от спина [1—5].

В работе обсуждается также часть данных, полученных нами в опытах 1954 г. с нейтронами со средней энергией 500 и 590 MeV [6—8].

## 1. Пучок нейтронов

Нейтроны высокой энергии получались в результате обменного взаимодействия протонов, ускоренных в синхроциклотроне, с нейтронами ядер бериллиевой мишени. Для этого бериллиевая мишень толщиной 2,5 или 4 см вводилась внутрь вакуумной камеры ускорителя и бомбардировалась протонами с энергией 480 или 680 MeV. Из полученного потока нейтронов высокой энергии при помощи латунного коллиматора, заложенного в 5-метровой защитной бетонной стене (см. рис. 1, где дана общая схема опытов), выделялся пучок нейтронов ϕ 2 или 5 см *. Угловая расходимость нейтронов в пучке не превосходила 0°,3.

Все описываемые здесь опыты были проведены с неполяризованными пучками нейтронов, так как коллиматор выделял нейтроны, испускаемые мишенью только строго в направлении движения протонов в точке падения их на мишень. Интенсивность потока нейтронов с энергией более 300 MeV составляла в месте расположения экспериментальных установок около $2 \cdot 10^4$ нейтрона $\text{см}^{-2}\ \text{сек}^{-1}$ (измерено методом n-p-рассеяния).

Распределение нейтронов в пучке по энергиям было определено нами при помощи энергетического спектра протонов отдачи от n-p-столкновений, измеренного для угла отдачи 20° двумя независимыми методами [3]: в одной серии опытов искомый спектр нейтронов определялся при помощи кривой ионизационного торможения протонов отдачи в меди; в другой серии — детектор последовательно измерял число протонов отдачи в заданном интервале энергий $E_p \div (E_p + \Delta E_p)$. Оба метода дали удовле-

* В опытах с нейтронами со средней энергией 500 и 590 MeV условия защиты были улучшены: стена имела толщину около 8,5 м в пересчете на обычный бетон.

творительно согласующиеся между собой результаты. Распределения нейтронов в пучке по энергиям, найденные для двух энергий первичных

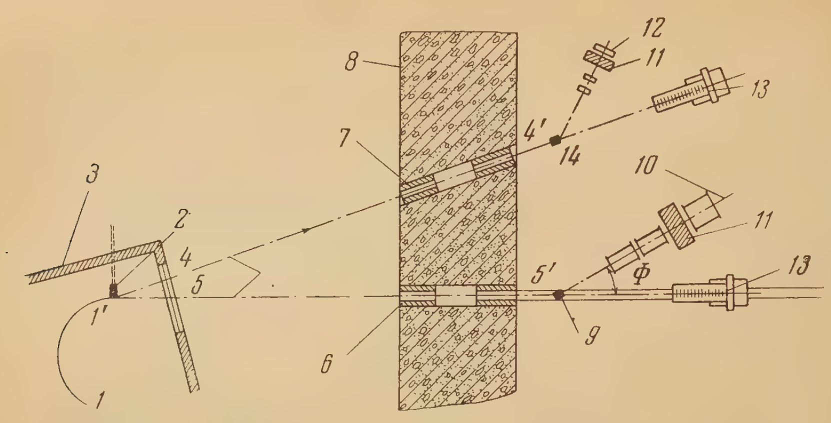



Рис. 1. Общая схема проведения опытов: *1—1'* — траектория протонов в синхроциклотроне; *2* — мишень; *3* — стенка вакуумной камеры; *4—4'* и *5—5'* — направления движения нейтронов; *6* — основной коллиматор; *7* — вспомогательный коллиматор; *8* — бетонная защитная стена; *9* — рассеиватель (парафин и углерод или тяжелая и обычная вода); *10* — телескоп из пропорциональных или сцинтилляционных счетчиков; *11*—медный фильтр; *12* — телескоп-монитор; *13* — висмутовая камера; *14* — рассеиватель (парафин); Ф — угол вылета протона отдачи из рассеивателя

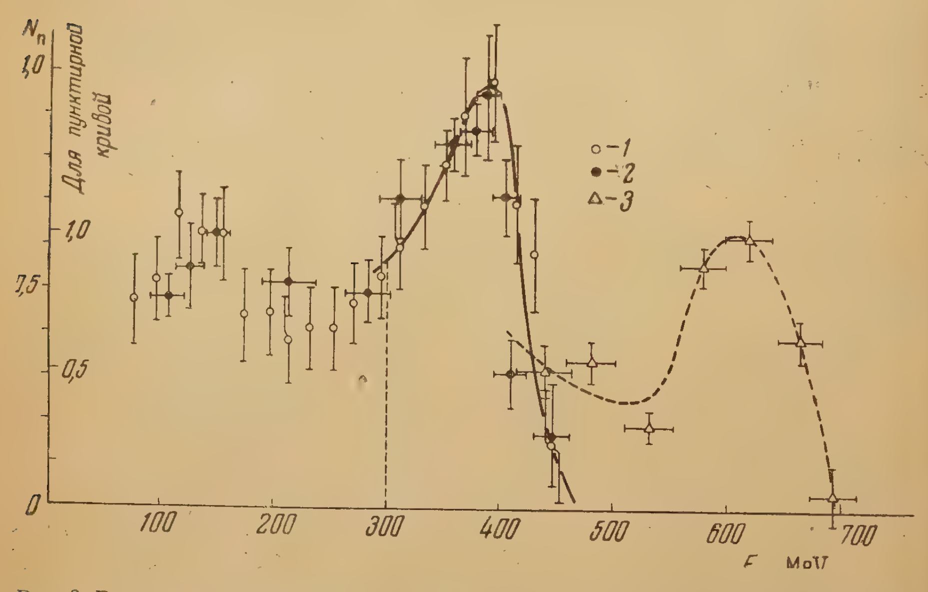



Рис. 2. Распределение нейтронов, образованных протонами, по энергиям для двух энергий протонов: $E_p$=480 MeV (сплошная кривая и точки *1* и *2*) и $E_p$=680 MeV (пунктирная кривая и точки *3*). *1*— результаты измерений при помощи кривой поглощения; *2* и *3* — результаты, полученные дифференциальным методом

протонов (480 и 680 MeV), приведены на рис. 2. Максимум энергетического спектра нейтронов находится в одном случае при энергии 395 ± 10 MeV, в другом — при 610 ± 10 MeV.

## 2. Общие характеристики аппаратуры и методика измерений

Основной метод измерений, который мы применяли в описываемых ниже опытах,— это метод счета протонов отдачи от n-p-соударений,

происходивших в водород-содержащих рассеивателях, помещавшихся в коллимированные пучки нейтронов.

Главное различие в постановке отдельных опытов состояло в том, что для регистрации протонов отдачи в них применялись различные детекторы. В экспериментах по определению сечений упругого n-p-рассеяния и измерению спектра нейтронов, создаваемых протонами с энергией 480 MeV (рис. 2), регистрация протонов отдачи производилась при помощи телескопов, составленных из пропорциональных счетчиков (по три счетчика в телескопе), включенных на совпадения. Счетчики наполнялись аргоном с примесью углекислого газа (10%). Общее давление газа в счетчиках было 760 мм рт. ст.; рабочее напряжение 2 ÷ 2,5 kV. Разрешающее время схемы совпадений, работавшей с пропорциональными счетчиками, равнялось $4 \cdot 10^{-7}$ сек. Такое разрешение оказалось достаточным в условиях импульсной работы ускорителя.

Применение пропорциональных счетчиков в подобных опытах оказалось удобным также потому, что при этом телескоп весьма легко превращается в дифференциальный детектор, необходимый для измерений спектра нейтронов. Это достигалось путем снижения напряжения на последнем счетчике; при этом газовое усиление в счетчике уменьшалось и радиотехническое устройство детектора срабатывало только от тех импульсов, которые создавались в счетчике протонами с энергией 20—30 MeV. Предварительное уменьшение энергии протонов отдачи до нужной величины осуществлялось при помощи фильтров (поглотителей), устанавливавшихся между счетчиками.

Опыты по определению дифференциальных сечений обменного n-d-рассеяния и сечений рассеяния нейтронов нейтронами требовали применения для регистрации протонов отдачи детекторов с более высокой разрешающей способностью. Поэтому в указанных экспериментах мы применили телескопы из сцинтилляционных счетчиков, также включенных в схему совпадений. В этих телескопах применялись фотоумножители типа ФЭУ-19 и кристаллы нафталина с примесью 2% антрацена (1952 г.) или кристаллы толана (1954 г.). Разрешающее время схем совпадений телескопов такого типа равнялось $5 \cdot 10^{-8}$ сек. Плато счетной характеристики телескопов в типичных условиях составляло 200 V и тщательно контролировалось перед каждой серией опытов. Телескопы из сцинтилляционных счетчиков использовались нами также для определения спектра нейтронов, создаваемых протонами с энергией 680 MeV (рис. 2), и для измерения полных сечений n-p- и n-d-взаимодействий.

Для того чтобы исследовать рассеяние только нейтронов высокой энергии и исключить возможность регистрации телескопами протонов отдачи, образованных присутствующими в пучке нейтронами меньших энергий, энергетический порог чувствительности измерительного телескопа (детектора) *10* (см. рис. 1) искусственно повышался. Это достигалось установкой между вторым и третьим счетчиками медного или вольфрамового фильтра *11*, толщина которого менялась в зависимости от угла вылета протонов, так что сквозь фильтр проходили лишь протоны отдачи, созданные нейтронами, имеющими энергию больше заданной. Последний счетчик в телескопах всегда имел значительно бóльшие поперечные размеры, чем первые два (в случае пропорциональных счетчиков, например, первые два счетчика имели ϕ 2 см, а последний — 4 см). Это делалось для того, чтобы свести к минимуму потери в счете протонов из-за многократного кулоновского и диффракционного рассеяний в фильтрах. В условиях наших опытов указанные потери не превышали 5 ÷ 10%.

Интенсивность нейтронного пучка во время опытов контролировалась аналогичным телескопом *12* и многослойной ионизационной камерой деления *13* с электродами, выложенными висмутом (мониторы). Указанные приборы обычно размещались в пучке нейтронов, выделявшемся вспомогательным коллиматором.

Вся аппаратура располагалась на двух металлических фермах, снабженных юстировочными винтами для регулировки положения телескопов в вертикальной плоскости и угломерными лимбами, позволяющими отсчитывать углы, образуемые продольными осями телескопов с направлением пучка нейтронов, с точностью до $0°,2$.

## 3. Упругое рассеяние нейтронов протонами при энергии нейтронов 380 MeV

Для определения относительных дифференциальных сечений рассеяния нейтронов заданной энергии протонами были выполнены [1, 2] измерения углового распределения протонов отдачи, выбитых нейтронами из водород-содержащего рассеивателя, т. е. была найдена функция $N_p(\Phi) = k_1 \sigma_{np}(\Phi)$, где $\Phi$ — угол вылета протона отдачи из рассеивателя (в лабораторной системе координат, см. рис. 1), $\sigma_{np}(\Phi)$ — искомое сечение n-p-рассеяния, а $k_1$ — постоянный коэффициент.

В качестве рассеивателей нейтронов применялись диски из химически чистых парафина ($CH_{2,08}$) и графита (C), обладавшие одинаковой тормозной способностью для протонов. Эффект рассеяния нейтронов свободными протонами определялся по разности эффектов от двух указанных рассеивателей с учетом различия в числе содержащихся в них атомов углерода. Парафиновые рассеиватели имели поверхностную плотность 3 г см$^{-2}$ при измерениях в области углов $0 \leqslant \Phi \leqslant 50°$ и 1,5 г см$^{-2}$ при $50 \leqslant \Phi \leqslant 70°$. Средние потери энергии протонами в рассеивателях менялись от 4—8 до 5—10 MeV соответственно. Кривая $N_p(\Phi)$ была определена в интервале углов отдачи $0 \div 70°$ с разрешением по углу в 2,5—3°.

В данные непосредственных измерений вносились поправки, учитывавшие потери протонов отдачи вследствие ядерного поглощения и многократного рассеяния в фильтрах. Эти поправки были с хорошей точностью определены нами экспериментально для телескопа-детектора в особых опытах, выполненных на выведенном из синхроциклотрона пучке протонов. Максимальная величина поправки при ($\Phi = 0°$) составляла 40% от неисправленной величины $N_p(\Phi)$.

Как показал анализ, в условиях описываемых опытов заряженные $\pi$-мезоны, образованные в n-p-соударениях, поглощались в медных фильтрах и не регистрировались детектором протонов. В результате этого необходимость во внесении в кривую $N_p(\Phi)$ поправок, связанных со счетом мезонов, исключалась.

Абсолютные дифференциальные сечения упругого n-p-рассеяния определялись, как обычно, путем нормировки кривой $\sigma_{np}(\Phi)$ на полное сечение упругого n-p-рассеяния $\sigma_{np}^{\text{п. у}}$ согласно равенству

$$\sigma_{np}^{\text{п. у}} = 2\pi \int_0^{\pi/2} \sigma_{np}(\Phi) \sin \Phi \, d\Phi. \qquad (1)$$

Полное сечение n-p-взаимодействия определялось нами для нейтронов той же средней энергии в особых опытах по методу выбивания нейтронов из пучка в условиях «хорошей» геометрии (см. раздел 4). Согласно этим измерениям*, для $E_n = 380$ MeV $\sigma_{np}^{\text{п.в}} = (34 \pm 2) \cdot 10^{-27}$ см$^2$.

Так как полное сечение образования нейтральных и заряженных мезонов в n-p-соударениях, по литературным данным (см., например, [9]),

---

* Здесь и в дальнейшем мы приводим уточненные по сравнению с [1] данные о $\sigma_{np}^{\text{п.в}}$ и $\sigma_{nd}^{\text{п.в}}$, полученные нами в опытах 1954 г.

при этой энергии составляет около $1\cdot10^{-27}$ см², то полное сечение упругого n-p-рассеяния равно $\sigma_{np}^{п.у}=(33\pm2)\cdot10^{-27}$ см².

На рис. 3 приведены окончательные результаты измерений дифференциального сечения упругого n-p-рассеяния, полученные после нормировки (1) на $33\cdot10^{-27}$ см² и пересчитанные в систему координат, связанную с центром инерции сталкивающихся нуклонов*. Ошибки, указанные на графике, представляют собой статистические погрешности измерений. Полные ошибки в величине дифференциального сечения с учетом небольшой неопределенности в экстраполяции кривой $N_p(\Phi)$ на участке $\Phi = 70\div90°$ составляют, по нашим оценкам, в среднем 15%.

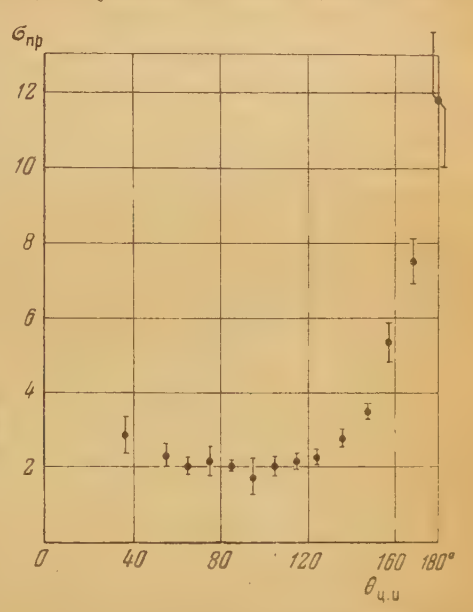



Рис. 3. Дифференциальное сечение n-p-рассеяния при средней энергии нейтронов 380 MeV; $\theta_{ц.и}$ — угол рассеяния нейтрона в системе центра инерции, $\sigma_{np}(\theta)$ — сечение упругого n-p-рассеяния в единицах $10^{-27}$ см² стер$^{-1}$

## 4. Определение полных сечений взаимодействия нейтронов с протонами и дейтонами при энергиях 380, 500 и 590 MeV

В опытах по определению полных сечений n-p- и n-d-взаимодействий образцы из исследуемых веществ помещались в нейтронном пучке непосредственно перед основным коллиматором *6* (на расстоянии 50 см от входного отверстия). Нейтроны, прошедшие через образец и коллиматор, детектировались телескопом, регистрировавшим протоны отдачи, вылетающие под углом 20° из постоянно находящегося в пучке нейтронов политенового рассеивателя. Энергетический порог детектора в опытах с нейтронами, спектр которых приводится на рис. 2, составлял 300 MeV. Измеренные с таким порогом сечения, как показали расчеты, относятся к нейтронам со средней эффективной энергией 380 MeV. Сечения для нейтронов с эффективными энергиями 500 и 590 MeV (спектр на рис. 2, пунктирная кривая) определялись в условиях, когда детектор не реагировал на нейтроны с энергиями, меньшими 320 и 470 MeV соответственно. Условия геометрии опыта были таковы, что нейтроны, рассеявшиеся в образце на угол более 15′, уже не регистрировались телескопом.

Полные сечения находились по формуле

$$\sigma^{п.в}=\frac{1}{nx}\ln\frac{N_0}{N_n}, \qquad (2)$$

где $N_n$ и $N_0$ — относительные интенсивности нейтронов (за вычетом фона) с соответствующей эффективной энергией, измеренные в присутствии и в отсутствие образца в пучке, $n$ — число ядер в 1 см³ образца, а $x$ — толщина образца в см.

Сечение взаимодействия нейтронов с протонами определялось по разности полных сечений для парафина ($CH_{2,08}$) и графита (C) или политена

* Приведенные на рис. 3 результаты получены с учетом слабого изменения сечений $\sigma_{np}(\theta)$ в области углов, меньших 40° (в системе центра инерции), найденного в [10] для нейтронов с энергией (400 ± 25 MeV).

$(CH_2)_n$ и графита. Полное сечение взаимодействия нейтронов с дейтонами было найдено из опытов с тяжелой (концентрация 99,8%) и обычной водой. Образцы исследуемых материалов, как показал количественный химический анализ, обладали высокой чистотой (содержание тяжелых примесей в них не превышало десятой доли процента).

Результаты измерения полных сечений n-p- и n-d-взаимодействий для трех значений эффективной энергии нейтронов приведены в табл. 1. Сопоставление этих сечений с известными из литературы сечениями для меньших энергий нейтронов (рис. 4) показывает, что полное сечение n-p-взаимодействия в широкой области энергий 250 ÷ 500 MeV практически не меняется. Наименьшие значения сечений наблюдаются при энергии нейтронов $E_n = 350 \div 450$ MeV. Полное сечение n-d-взаимодействия имеет минимальные значения в области энергий 250 ÷ 350 MeV и заметно растет при переходе к бóльшим энергиям нейтронов; таким образом, изменение $\sigma_{nd}^{п.в}$ с ростом $E_n$ от 200 до 600 MeV в значительной мере подобно изменению в том же интервале энергий полного сечения p-p-взаимодействия *.

Таблица 1

**Полное сечение взаимодействия нейтронов с протонами и дейтонами (в единицах $10^{-27}$ см$^2$)**

| Сечение | Энергия нейтронов, MeV | | |
|---|---|---|---|
| | 380 | 500 | 590 |
| $\sigma_{np}^{п.в}$ | 34±2 | 35±2 | 36±2 |
| $\sigma_{nd}^{п.в}$ | 57±2,0 | 65±2,5 | 72±2,5 |

## 5. Обсуждение результатов опытов по рассеянию нейтронов протонами

Первое заключение, которое можно сделать на основании наших опытных данных (см. рис. 3), это то, что при энергии нейтронов 380 MeV вклад в n-p-взаимодействие сил обменного характера близок по величине к вкладу от сил обычного типа **.

Дифференциальные сечения упругого n-p-рассеяния в широком интервале углов (55 ÷ 125°) мало меняются с углом и имеют относительно большую величину, близкую к $2 \cdot 10^{-27}$ см$^2$ стер$^{-1}$, так же как это было найдено для нейтронов с энергиями 180 [16] и 260 MeV [17]. В согласии с этим фактом и полные сечения n-p-рассеяния также обнаруживают относительно слабое уменьшение с энергией в интервале энергий нейтронов 200 ÷ 400 MeV.

Эти результаты наших опытов находятся в резком противоречии с предсказаниями теории возмущений и, как показал анализ [2], не могут быть истолкованы на основе феноменологической теории, оперирующей со статическими потенциалами. В этих условиях, а также в связи с отсутствием точной теории определенную ценность представляет такой подход к феноменологическому изучению проблемы взаимодействий нуклон —

* Приведенные на рис. 4 значения полных сечений p-p-рассеяния вплоть до энергии 345 MeV не являются данными непосредственных измерений, но получены в [11] интегрированием кривых дифференциальных сечений. Сечения $\sigma_{pp}^{п.у}$ для $E_p = 460$ и 660 MeV получены в [12] и [13] таким же путем.

** Данные, полученные в 1954 г. в работе [10], в которой сечения n-p-рассеяния при $E_n = (400 \pm 25)$ MeV были определены также и в области малых углов рассеяния, свидетельствуют о некоторой асимметрии кривой сечений $\sigma_{np}(\theta)$ относительно угла 90°; сечения в области углов $13 < \theta < 30°$ оказались существенно меньше сечений для углов $150 < \theta < 170°$. Вследствие того, что доля, вносимая в интегральное сечение n-p-взаимодействия рассеянием на малые углы, мала, вывод о близости вкладов в ядерное взаимодействие нуклонов от обычных и от обменных сил при $E \approx 400$ MeV остается справедливым и при учете найденной асимметрии.

нуклон, который использует представления о зарядовой независимости ядерных сил. Эта гипотеза находит свое подтверждение в области малых энергий нуклонов (равенство n-p- и p-p-взаимодействий в состоянии $^1S_0$, подобие уровней зеркальных ядер и т. д.). Если обратиться к известным в настоящее время опытным фактам в области рассеяния нуклонов высоких энергий нуклонами (в том числе и к результатам описанных здесь экспериментов), можно констатировать, что данные всех этих опытов также не противоречат гипотезе зарядовой независимости ядерных сил. Следствие этой гипотезы — соотношение между дифференциальными сечениями упругих n-p- и p-p-рассеяний:

$$2\left[\sigma_{np}(\theta)+\sigma_{np}(\pi-\theta)\right]-\sigma_{pp}(\theta)>0 \qquad (3)$$

выполняется в широком интервале энергий вплоть до 400 MeV. Допущение о справедливости этой гипотезы, как оказывается, позволяет несколько продвинуться вперед в анализе результатов опытов по рассеянию нуклонов нуклонами. Прежде всего здесь следует указать, что такое допущение, как показал Я. А. Смородинский [18], позволяет на основании результатов опытов по n-p-рассеянию и известных опытов по p-p-рассеянию раздельно определить вклад в сечение взаимодействия в системе двух нуклонов от состояний с различными изотопическими спинами $T = 0$ и $T = 1$. При этом обнаруживается, что угловые зависимости сечений рассеяния нуклонов в состояниях с разными $T$ резко различны: если $\sigma_{T=1}(\theta)$, равное, согласно гипотезе зарядовой инвариантности, $\sigma_{pp}(\theta)$, в области энергий нейтронов $150 \div 400$ MeV не зависит от угла и обусловлено в основном взаимодействием в состояниях $^1S_0$ и $^3P_0$, фазы которых близки к $\pi/2$, то сечение рассеяния нейтронов протонами в состояниях с $T = 0$, $\sigma_{T=0}(\theta)$, определяемое левой частью неравенства (3), описывается кривой, напоминающей кривую, полученную из теории возмущений. О резком изменении с углом рассеяния сечений в состоянии с $T = 0$ свидетельствуют цифры, приведенные в пятой и шестой графах табл. 2, где даны усредненные значения этих сечений для некоторых значений энергий нейтронов, полученные нами в результате обработки имеющихся в настоящее время экспериментальных данных по n-p- и p-p-рассеяниям.

Таблица 2

**Усредненные значения полных и дифференциальных сечений рассеяния нуклонов нуклонами в состояниях с различными значениями изотопического спина**

| $E_n$, MeV | $\sigma_{T=0}^{п.у}$ * | $\sigma_{T=1}^{п.у}=\sigma_{pp}^{п.у}$ | $\sigma_{np}^{п.у}$ | $\sigma_{T=0}(90°)$ | $\sigma_{T=0}(0°)$ | $\sigma_{T=1}(90°)$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | $10^{-27}$ см² | | | $10^{-27}$ см² стер$^{-1}$ | | |
| 100 | 110 | 32 | 71 | 10,8 | 54 | 5 |
| 150 | 69 | 27 | 48 | 5,0 | 40 | 4,3 |
| 200 | 59 | 23 | 41 | 4,2 | 36 | 3,7 |
| 300 | 47 | 23 | 35 | 3,6 | 32 | 3,7 |
| 400 | 43 | 23 | 33 | 3,0 | 31 | 3,7 |

Резкая анизотропия рассеяния в состоянии нуклонов с $T = 0$ указывает на участие в n-p-взаимодействии при высоких энергиях значительного числа симметричных состояний, таких, как $^3S_1$, $^1P_1$, $^3D$ и т. д., фазы которых существенно меньше $\pi/2$. Повидимому, следствием участия в n-p-взаимодействии (в группе состояний с $T = 0$) значительного числа

* $\sigma_{T=0}^{п.у} = 2\sigma_{np}^{п.у} - \sigma_{pp}^{п.у}$.

состояний с такими фазами является наблюдаемая на опыте меньшая поляризация нейтронных пучков, возникающая при n-p-рассеянии, чем поляризация протонных пучков, получающаяся при рассеянии протонов высоких энергий на протонах.

О различии в характере взаимодействия нуклонов в состояниях с разными $T$ говорит также различная в этих состояниях зависимость полных сечений рассеяния нуклонов от энергии. Действительно, как можно видеть из данных табл. 2, в интервале энергий нуклонов 150 ÷ ÷ 400 MeV $\sigma_{T=0}^{\text{п.у}}$ изменяется в полтора раза, в то время как $\sigma_{T=1}^{\text{п.у}}$ остается практически постоянным.

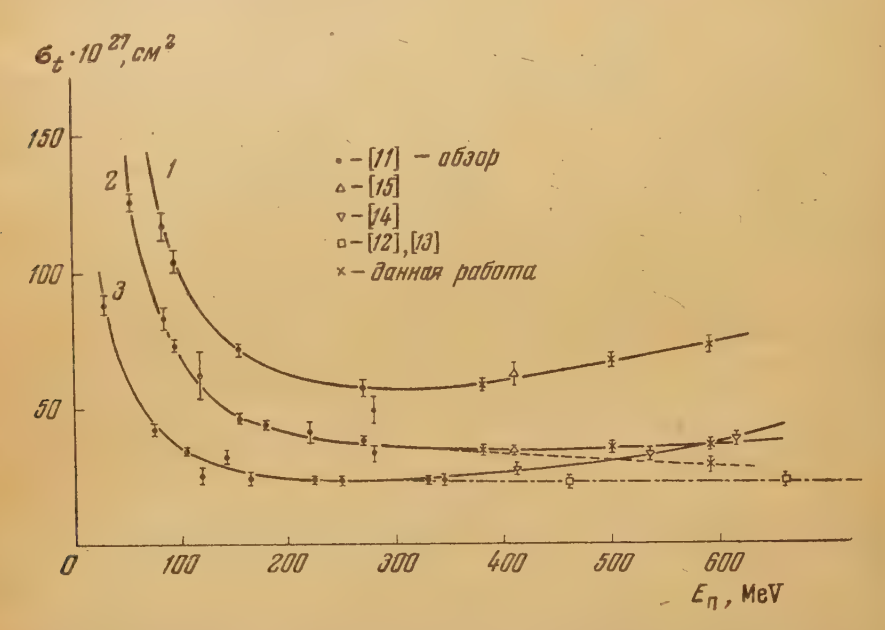



Рис. 4. Зависимость полных сечений n-d-, n-p- и p-p-взаимодействий от энергии: *1*, *2*, *3* — соответственно полные сечения n-d-, n-p- и p-p-взаимодействий; пунктирные части кривых — сечения упругого рассеяния для соответствующих нуклонов

В этой связи представляет интерес новый факт, который обнаруживается при переходе к еще бо́льшим энергиям нейтронов. Дело в том, что для нейтронов с энергией 590 MeV, как это следует из полученных нами данных о $\sigma_{\text{np}}^{\text{п.в}}$ (см. табл. 1) и о сечении образования нейтронами таких энергий $\pi$-мезонов на водороде*, полное сечение упругого n-p-рассеяния составляет лишь $26 \div 28 \cdot 10^{-27}$ см$^2$ вместо $33 \cdot 10^{-27}$ см$^2$, как наблюдается при $E_n = 380$ MeV. Так как, с другой стороны, известно, что полное сечение упругого p-p-рассеяния, характеризующее взаимодействие нуклонов в состоянии с изотопическим спином $T = 1$, остается постоянным во всей области энергий 150 ÷ 660 MeV (см. рис. 4), то, следовательно, отмеченное уменьшение сечения упругого n-p-рассеяния с ростом энергии от 400 до 600 MeV обусловлено дальнейшим ослаблением взаимодействия между нуклонами в состоянии с изотопическим спином $T = 0$.

Повидимому, следствием различной зависимости сечений взаимодействия нуклонов в состояниях с разными изотопическими спинами от

---

* Согласно [7], полное сечение образования $\pi^0$-мезонов в n-p-соударениях при $E_n = 590$ MeV равно $6 \cdot 10^{-27}$ см$^2$, а по данным [8] $\sigma(n + p \rightarrow \pi^{\pm} + \ldots) \approx$ $\approx (3-4) \cdot 10^{-27}$ см$^2$.

энергии и является то, что полные сечения упругого n-p-рассеяния в интервале энергий 100÷590 MeV грубо описываются эмпирической формулой вида:

$$\sigma_{\text{np}}^{\text{п.у}} = A + \frac{B}{E_{\text{n}}}, \qquad (4)$$

где $A$ и $B$ — некоторые постоянные.

В рамках гипотезы зарядовой инвариантности ядерных сил наблюдаемая на опыте при энергиях порядка 400 MeV асимметрия кривой n-p-рассеяния относительно угла 90° может рассматриваться как следствие интерференции взаимодействий в состояниях с различными изотопическими спинами.

## 6. Обменное рассеяние нейтронов с энергией 380 MeV на дейтонах

Результаты исследований рассеяния нейтронов протонами, выполненные с нейтронами высоких энергий, ясно свидетельствуют о большом вкладе сил обменного характера во взаимодействие между нейтроном и протоном. Однако на основании этих исследований невозможно сделать какие-либо определенные заключения о зависимости обменных сил от спина. Для выяснения этой важной стороны ядерного взаимодействия нуклонов необходимы опыты с поляризованными пучками нуклонов и поляризованными мишенями.

В 1951 г. И. Я. Померанчук [19] указал иной путь для получения сведений о зависимости обменных сил от спина. Этот путь состоит в исследовании углового распределения быстрых протонов от обменных столкновений нейтронов высоких энергий с дейтонами, происходящих по реакции

$$n + d \rightarrow p + (n + n)^*, \qquad (5)$$

и сравнении результатов этих опытов с данными по рассеянию нейтронов свободными протонами. Он обратил внимание на то, что вследствие параллельности спинов частиц, составляющих дейтон, в условиях, когда импульс быстрого протона $K'$ после соударения близок к импульсу налетающего нейтрона $K$, вероятность обменного n-d-рассеяния, сопровождающегося одновременно и обменом спинами между нуклонами, резко уменьшается. Это означает, что появление в реакции (5) протонов с энергиями, близкими к энергии налетающих нейтронов, возможно лишь в результате обменных столкновений, происходящих без обмена спинами**. Если провести сравнение обменных n-d- и n-p-рассеяний, то, как показывает теория, развитая И. Я. Померанчуком, можно найти соотношение между амплитудами спиново-обменного $\bar{b}$ и спиново-необменного $\bar{a}$ рассеяний.

В опытах [2, 4] при помощи телескопа из сцинтилляционных счетчиков измерялась разность $N'_{\text{p}}$ (Φ) в числе протонов отдачи, вылетающих под данным углом (в лабораторной системе) к пучку нейтронов из рассеивателей с обычной и тяжелой водой, содержащих равные числа атомов водорода и дейтерия. Нейтронный пучок имел ϕ 2 см, а геометрия детектора позволяла производить измерения дифференциальных сечений с разрешением по углу = 0°,75. Энергетический порог детектора протонов составлял около (300 MeV)·$\cos^2 \Phi$***.

Величина $N'_{\text{p}}$ (Φ) (в относительных единицах), пропорциональная разности сечений обменных n-p- и n-d-столкновений, для заданного угла Φ

---

* Записью (n + n) условно обозначается, что два нейтрона, получающиеся в результате столкновения, имеют малую относительную скорость.

** Сходные выводы содержатся в работе [20].

*** При таком пороге упруго рассеянные дейтоны не регистрировались детектором и не вносили искажений в результаты измерений.

определяется равенством

$$N'_p(\Phi) = k_2\,[\sigma_{np}(\Phi) - \sigma_{nd}^{обм}(\Phi)]. \qquad (6)$$

Абсолютные значения $\sigma_{nd}^{обм}(\Phi)$ можно получить, если найденные указанным выше путем числа $N'_p(\Phi)$ разделить на числа протонов отдачи $N''_p(\Phi) = k_2\sigma_{np}(\Phi)$, зарегистрированных детектором в аналогичных условиях (в смысле интенсивности пучка нейтронов, геометрии детектора и числа протонов в рассеивателе) от n-p-столкновений. Величины $N''_p(\Phi)$ измерялись, как обычно, по разности эффектов от парафина и графита. Определенные таким путем отношения

$$\frac{N'_p(\Phi)}{N''_p(\Phi)} = 1 - \frac{\sigma_{nd}^{обм}(\Phi)}{\sigma_{np}(\Phi)} \qquad (7)$$

позволили с удовлетворительной точностью найти величины $\frac{\sigma_{nd}^{обм}(\Phi)}{\sigma_{np}(\Phi)}$ для углов $\Phi = 0 \div 40°$, а затем (при помощи измеренных ранее сечений n-p-рассеяния) найти абсолютные сечения $\sigma_{nd}^{обм}(\Phi)$ для той же средней энергии нейтронов 380 MeV.

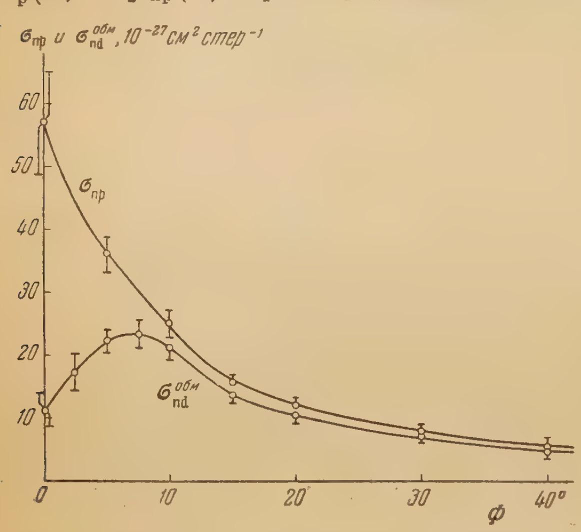



Рис. 5. Дифференциальные сечения обменного n-d- и n-p-рассеяний при энергии нейтронов 380 MeV

Результаты измерения сечений $\sigma_{nd}^{обм}(\Phi)$ и отношений $\frac{\sigma_{nd}^{обм}(\Phi)}{\sigma_{np}(\Phi)}$ приведены на рис. 5 и 6. На рис. 5 приведены также измеренные ранее (см. раздел 3) сечения $\sigma_{np}(\Phi)$. Особенно резкое понижение выхода протонов в обменных n-d-соударениях по сравнению с n-p-соударениями наблюдается в области углов отдачи, близких к 0°. На 10 ÷ 15% более низкий выход протонов в n-d-соударениях имеет место также и в интервале углов отдачи 15 ÷ 40°. Качественно это согласуется с результатами, полученными в опытах с нейтронами с энергией 90 [21] и 270 MeV [22], согласно которым сечение выхода быстрых протонов в области углов $\Phi > 10°$ составляет около 70 ÷ ÷ 80 % от $\sigma_{np}(\Phi)$. Уменьшение по мере снижения энергии нейтронов отношения $\sigma_{nd}^{обм}(\Phi)/\sigma_{np}(\Phi)$ в области больших углов отдачи может быть частично обусловлено действием принципа Паули. Указанное уменьшение может быть также следствием того, что при меньших энергиях налетающих нуклонов в ре-

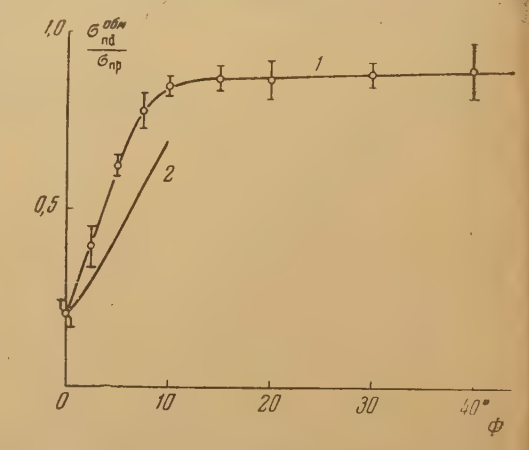



Рис. 6. Отношение сечений обменного n-d- и n-p-рассеяний при энергии нейтронов 380 MeV. 1 — экспериментальная кривая, 2 — теоретическая кривая

зультате внутреннего движения нуклонов в дейтоне относительно бо́льшая доля протонов отдачи от n-d-столкновений получает энергию ниже порога чувствительности детектора.

На рис. 6 приведена также теоретическая кривая, вычисленная для углов $\Phi \leqslant 5°$ при помощи формул (35) и (39) работы [19]. Можно видеть, что эта кривая обнаруживает качественное согласие с экспериментальными данными. Однако количественное различие между ними оказывается значительным. Основной причиной наблюдаемого расхождения является, повидимому, неучет в [19] нецентрального взаимодействия, существующего между нуклонами.

Если воспользоваться экспериментально найденной для угла $\Phi = 0°$ величиной отношения сечений $\frac{\sigma_{nd}^{обм}(\Phi)}{\sigma_{np}(\Phi)} = 0{,}2 \pm 0{,}035$, то в рамках работы [19] удается грубо оценить пределы изменения отношения амплитуд спиново-необменного и спиново-обменного рассеяний. Оказывается, что величина этого отношения заключена в следующих пределах:

$$0{,}5 \leqslant \frac{|\bar{a}|}{|\bar{b}|} \leqslant 1{,}2. \tag{8}$$

Неравенство (8) позволяет сделать существенно новый вывод о характере n-p-взаимодействия при высокой энергии; оно показывает, что при обменных n-p-соударениях с относительно большой вероятностью происходит одновременно и обмен спинами. Это означает, что вклады, вносимые спиново-обменными и спиново-необменными силами в обменное n-p-взаимодействие, одного порядка.

Последний вывод с учетом наших сведений об обменных, центральных и тензорных силах позволяет, повидимому, сделать обобщающее заключение: для ядерного взаимодействия нуклонов характерно то, что все компоненты этого взаимодействия сравнимы по порядку величины.

## 7. Упругое рассеяние нейтронов нейтронами при энергии 300 MeV

В описываемых ниже опытах [2, 5] сечение упругого рассеяния нейтронов со средней эффективной энергией 300 MeV нейтронами определялось на основании сравнения измеренных в одних и тех же условиях угловых распределений нейтронов, рассеянных дейтонами и свободными протонами. Возможность использования данных об n-d-рассеянии для получения сведений об упругом рассеянии нейтронов нейтронами базируется на том, что по современным представлениям при достаточно высокой энергии налетающих нуклонов последние в большинстве случаев интенсивно взаимодействуют лишь с одним из нуклонов, образующих дейтон.

Расчеты полного сечения рассеяния нейтронов дейтонами на заданный угол, выполненные в импульсном приближении одним из нас [23], показали, что при углах рассеяния (в лабораторной системе координат) $\theta_л \leqslant 50$—$60°$ сечение n-d-рассеяния может быть записано в виде:

$$\sigma_{nd}(\theta_л) = \{\sigma_{nn}(\theta_л) + \sigma_{np}(\theta_л)\}\,\alpha + \sigma_{инт}(\theta_л), \tag{9}$$

где $\sigma_{nn}(\theta_л)$ и $\sigma_{np}(\theta_л)$ — соответственно сечения рассеяния на угол $\theta_л$ нейтронов свободными нейтронами и протонами, $\sigma_{инт}(\theta_л)$ — «сечение интерференции», обусловленное суперпозицией нейтронных волн, рассеянных нейтроном и протоном дейтона, $\alpha$ — рассчитанная теоретически функция угла $\theta_л$.

Найденные в работе [23] зависимости величин $\alpha$ и $\sigma_{инт}(\theta_л)$ от угла рассеяния свидетельствуют, что при $E_n = 300 \div 400$ MeV для $\theta_л \leqslant 50 \div$ $\div 60°$ коэффициент $\alpha$ практически равен единице, а $\sigma_{инт}$ в интервале углов $20 \leqslant \theta_л \leqslant 50 \div 60°$ по максимальной оценке не превышает 15% от сечения n-p-рассеяния, измеренного под тем же углом. При переходе к боль-

шим $\theta_л$ (в указанном интервале углов) и возрастании энергии падающих нейтронов $\sigma_{инт}(\theta_л)$ быстро уменьшается. Этот факт позволяет считать, что в указанных условиях сечение рассеяния нейтронов свободными нейтронами с удовлетворительной точностью определяется разностью

$$\sigma_{nn}(\theta_л) \approx \sigma_{nd}(\theta_л) - \sigma_{np}(\theta_л). \qquad (10)$$

Из формулы (10) следует, что для нахождения сечения упругого n-n-рассеяния достаточно определить потоки нейтронов, рассеянных на один и тот же угол водородом и дейтерием. Вследствие малой для подобных опытов интенсивности нейтронного пучка, даваемого ускорителем, а также низкой эффективности известных в настоящее время способов регистрации быстрых нейтронов, в первых опытах был применен метод, позволявший производить измерения относительных дифференциальных сечений n-n-рассеяния, используя толстые рассеиватели и детекторы нейтронов, охватывающие относительно большие телесные углы. В этих опытах пучок нейтронов имел ф 3 см; рассеивателями служили цилиндрические тонкостенные сосуды ф 6 см и длиной до 80 см, заполненные тяжелой (концентрация 99,8 %) и обычной водой. Детектором нейтронов была камера деления с кольцевыми электродами (наружный ф 52 см, внутренний ф 12 см), покрытыми висмутом. Исходными экспериментальными данными для определения относительных значений дифференциальных сечений n-n-рассеяния являлись в опытах относительные скорости счета детектора ($\nu_1(x)$ и $\nu_2(x)$) с рассеивателями из $D_2O$ и $H_2O$, содержавшими одинаковое число ядер, помещавшимися поочередно в пучке нейтронов на одинаковом расстоянии $x$ от электрода (рис. 7)*. При изменении этого расстояния меняется область углов падения рассеянных нейтронов на детектор; это дает возможность обследовать необходимый интервал углов рассеяния.

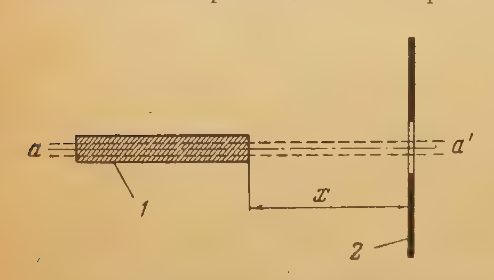


Рис. 7. Схема опытов с кольцевой камерой деления: $aa'$ — пучок нейтронов; 1 — рассеиватель ($D_2O$ или $H_2O$); 2 — кольцевой электрод, покрытый висмутом

Математическая формулировка использованного нами метода была дана Е. П. Тамбовцевым [24]. Им получены уравнения, выражающие связь между найденными из опытов с кольцевой камерой величинами $\nu_1(x)$ и $\nu_2(x)$ и значениями функции

$$S(\theta_{ц.и}) = k_3\left[\sigma_{nn}(\theta_{ц.и}) + \sigma_{инт}(\theta_{ц.и})\right] \qquad (11)$$

в относительных единицах; здесь $k_3$ — постоянный коэффициент.

При вычислениях было учтено поглощение нейтронов в рассеивателе, распределение нейтронов в пучке по энергиям и эффективность камеры деления по отношению к нейтронам разных энергий, найденная на основании данных наших измерений сечения деления висмута при $E_n = 120$ и 380 MeV [3], а также на основании результатов работ, в которых изучалось деление висмута, вызываемое протонами высоких энергий.

Численные значения функций $S(\theta_{ц.и})$ в относительных единицах, найденные в [24], приводятся во второй графе табл. 3. Согласно расчетам **,

* Анализ показал, что в условиях описываемых опытов исключалась необходимость внесения в величины $\nu_1(x)$ поправок, связанных с регистрацией детектором упруго рассеянных дейтонов.

** Расчеты были выполнены Е. П. Тамбовцевым в лаборатории Н. Н. Боголюбова, за что авторы данной работы пользуются случаем выразить им свою благодарность.

эффективная энергия, к которой относятся данные значения $S(\theta_{ц.и})$, равна 300 MeV.

Для определения значений $S(\theta_{ц.и})$ в абсолютных единицах в настоящей работе были использованы два независимых метода. В первом

Таблица 3

**Значения функции $S(\theta)$ и сечения интерференции для разных углов рассеяния нейтронов**

| $\theta^{\circ}_{ц.и}$ | $S(\theta_{ц.и})_{отн}$ | $S'(\theta_{ц.и})$, $10^{-27}$ см² стер⁻¹ | $S''(\theta_{ц.и})$, $10^{-27}$ см² стер⁻¹ | $\sigma^{max}_{инт}(\theta_{ц.и})$, $10^{-27}$ см² стер⁻¹ | $\overline{S(\theta_{ц.и})}$, $10^{-27}$ см² стер⁻¹ |
|---|---|---|---|---|---|
| 12 | 2,1±0,4 | 7,7±1,5 | 8,4±2,3 | — | 7,9±1,5 |
| 16 | 1,6±0,3 | 5,8±1,2 | 6,4±1,7 | — | 6,0±1,0 |
| 20 | 1,3±0,2 | 4,7±0,8 | 5,2±1,6 | — | 4,8±0,7 |
| 30 | 0,85±0,2 | 3,1±0,8 | 3,4±1,2 | — | 3,2±0,6 |
| 40 | 0,85±0,2 | 3,1±0,8 | 3,4±1,2 | 0,6 | 3,2±0,6 |
| 50 | 0,94±0,2 | 3,4±0,8 | 3,8±1,3 | 0,36 | 3,5±0,8 } $\sigma_{nn}(\theta_{ц.и})$ |
| 60 | 1,03±0,2 | 3,7±0,8 | 4,1±1,3 | 0,20 | 3,8±0,6 } $\sigma_{nn}(\theta_{ц.и})$ |
| 70 | 1,00±0,2 | 3,6±0,8 | 4,0±1,1 | 0,10 | 3,75±0,6 } $\sigma_{nn}(\theta_{ц.и})$ |
| 80 | 1,00±0,2 | 3,6±0,8 | 4,0±1,1 | 0,09 | 3,75±0,6 } $\sigma_{nn}(\theta_{ц.и})$ |
| 90 | 0,97±0,25 | 3,5±1,0 | 3,9±1,4 | 0,04 | 3,6±0,8 } $\sigma_{nn}(\theta_{ц.и})$ |

из них интеграл от $S(\theta_{ц.и})$ по всем углам рассеяния приравнивался разности между полными сечениями n-d- и n-p-рассеяния:

$$\int S(\theta_{ц.и})\, d\Omega = \sigma_{nd}^{п.в} - \sigma_{np}^{п.в}. \qquad (12)$$

При этом, учитывая слабую зависимость от энергии указанных сечений, мы использовали для нормирования исправленное на эффект мезонообразования значение этой разности, найденное в измерениях с нейтронами, имеющими среднюю эффективную энергию 380 MeV, и равное $(22 \pm 1{,}5) \times 10^{-27}$ см². Пронормированные таким образом значения функции $S(\theta_{ц.и})$ приведены в третьей графе табл. 3.

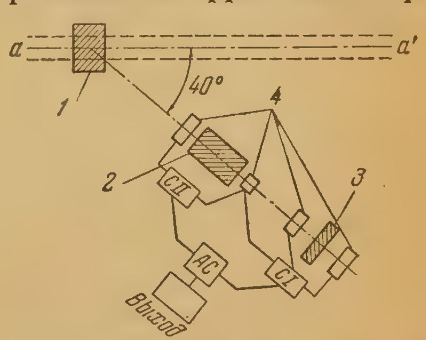



Рис. 8. Схема нейтронного телескопа: *aa'* — пучок нейтронов; *1* — рассеиватель; *2* — конвертер; *3* — фильтр; *4* — сцинтилляционные счетчики; *CI* — схема тройных совпадений, *CII* — схема двойных совпадений, *AC* — схема антисовпадений

Второй способ нормирования $S(\theta_{ц.и})$ основан на разработанном нами методе определения абсолютных сечений n-n-рассеяния при помощи сравнения этих сечений с сечениями для n-p-рассеяния. В новом приборе, получившем название «нейтронный телескоп»*, был использован принцип регистрации нейтронов высокой энергии от n-p- или n-n-соударений путем счета протонов «перезарядки», образующихся в конвертере из легкого вещества, помещенном на пути регистрируемых нейтронов (рис. 8). Протоны считал телескоп, установленный под углом 40° к нейтронному пучку и составленный из трех сцинтилляционных счетчиков, включенных

* Подобный прибор позднее независимо был использован в [25] для измерения полных сечений n-p- и n-n-взаимодействий при $E_n = (1{,}4 \pm 0{,}2)$ BeV.

на совпадения (система $CI$). Для того чтобы исключить возможность регистрации телескопом заряженных частиц, летящих от рассеивателя, применялась схема совпадений, регистрировавшая импульсы от двух счетчиков, расположенных непосредственно перед конвертером и позади него (система $CII$) и включенная на антисовпадения с системой $CI$. Энергетический порог регистрации нейтронов определялся, как обычно, толщиной медного фильтра, устанавливаемого на пути протонов перезарядки, между вторым и третьим счетчиками системы $CI$.

В результате опытов, выполненных с нейтронным телескопом и рассеивателями малых размеров из $D_2O$ и $H_2O$, а также из $CH_2$ и C, при помощи данных о $\sigma_{np}(\theta_{ц.и})$ было найдено, что для нейтронов со средней энергией 380 MeV и угла $\theta_{ц.и} = 85°$ $S(\theta_{ц.и})$ составляет

$$S(85°) = (4{,}0 \pm 1{,}1)\cdot 10^{-27}\ \text{см}^2\ \text{стер}^{-1}. \qquad (13)$$

Абсолютные значения функции $S(\theta_{ц.и})$, полученные при помощи (13), приводятся в четвертой графе табл. 3. Шестая графа таблицы содержит значения $\overline{S(\theta_{ц.и})}$, полученные в результате усреднения результатов, полученных при обоих способах нормирования. Так как $\sigma_{инт}(\theta_{ц.и})$ при $\theta_{ц.и} \geqslant 50°$ являются малой поправкой, то для $\theta_{ц.и} \geqslant 50°$ сечения, приведенные в шестой графе таблицы, представляют дифференциальные сечения рассеяния нейтронов свободными нейтронами. Они равны в среднем

$$\sigma_{nn}(\theta_{ц.и}) = (3{,}7 \pm 0{,}6)\cdot 10^{-27}\ \text{см}^2\ \text{стер}^{-1}. \qquad (14)$$

Можно видеть, что в изученной области углов $50 \leqslant \theta_{ц.и} \leqslant 90°$ сечение $\sigma_{nn}(\theta_{ц.и})$ в пределах точности опыта совпадает по величине с сечением $\sigma_{pp}(\theta_{ц.и})$, измеренным при той же энергии, и, повидимому, также слабо зависит от угла рассеяния. Эти факты позволяют считать, что при энергии 300 MeV сечение n-n-рассеяния в основном определяется взаимодействием нейтронов в тех же ${}^1S_0$- и ${}^3P_0$- состояниях, которые играют главную роль и в p-p-рассеянии.

О равенстве ядерных n-n- и p-p-взаимодействий при высоких энергиях и, следовательно, о зарядовой симметрии ядерных сил свидетельствует также экспериментально установленный факт совпадения (с точностью до ошибок опыта) полных сечений n-d- и p-d-взаимодействий при одинаковой энергии налетающих нуклонов: согласно нашим измерениям (см. табл. 2) $\sigma_{nd}^{п.в} = (57 \pm 2)\cdot 10^{-27}$ см² при $E_n = 380$ MeV, а по данным [26] при $E_p = 408 \pm 10$ MeV $\sigma_{pd}^{п.в} = (55{,}6 \pm 2{,}2)\cdot 10^{-27}$ см².

Равенство ядерных n-n- и p-p-взаимодействий и то обстоятельство, что разность сечений $\sigma_{nd}^{п.в} - \sigma_{pd}^{п.в}$ в области энергий $200 \div 600$ MeV близка по величине к измеренному при тех же энергиях полному сечению p-p-взаимодействия (см. рис. 4), позволяют заключить, что при этих энергиях интерференционные явления дают малый вклад в полное сечение n-d-взаимодействия. При этом относительно быстрое возрастание отмеченной разности при энергии больше 300 MeV обусловлено, повидимому, сильным ростом вероятности мезонообразования в n-n-соударениях подобно тому, как это имеет место для p-p-соударений.

Сопоставление найденных дифференциальных сечений n-n-рассеяния с соответствующими сечениями n-p-рассеяния показывает, что неравенство

$$\sigma_{np}(90°) \geqslant \frac{1}{4}\sigma_{nn}(90°)$$

выполняется и что, следовательно, результаты опытов по n-n-рассеянию также не противоречат зарядовой независимости ядерных сил.

## Заключение

Из обсуждения, полученного в работе экспериментального материала, можно сделать следующие выводы.

1. При энергии нейтронов 380 MeV вклады, вносимые во взаимодействие нейтрона с протоном от обменных и от обычных сил, близки по величине; при этом спиново-обменные и спиново-необменные силы участвуют в обменном взаимодействии нуклонов с интенсивностями одного порядка.

2. Дифференциальные и полные сечения упругого рассеяния нейтронов протонами слабо изменяются при переходе от энергии нейтронов 260 MeV к энергии 380 MeV.

3. Взаимодействие нейтронов с энергией 380 MeV с протонами носит по преимуществу упругий характер. Сечение мезонообразования при этой энергии составляет около 3% от полного сечения n-p-взаимодействия. С увеличением энергии нейтронов вклад неупругих процессов (мезонообразование) быстро растет и при $E_n = 590$ MeV составляет уже около 25% $\sigma_{np}^{п.в}$.

4. Полученные при изучении взаимодействия нейтронов с энергиями 300 ÷ 600 MeV с нейтронами и дейтонами данные свидетельствуют о зарядовой симметрии ядерных сил в этой области энергий.

5. Результаты проведенных опытов по рассеянию нейтронов с энергией 300 — 380 MeV нуклонами не противоречат зарядовой инвариантности ядерных сил. Качественное рассмотрение опытных данных показало, что взаимодействия нуклонов в состояниях с различными значениями изотопического спина заметно различаются; при этом интенсивность взаимодействия в состоянии с $T = 0$ существенно уменьшается с ростом энергии вплоть до 590 MeV.

6. Следующим этапом исследований (в плане использования представлений о зарядовой инвариантности ядерных сил), наряду с уточнением данных по рассеянию неполяризованных пучков нуклонов, должно явиться раздельное определение в опытах с поляризованными пучками взаимодействий между нуклонами в различных спиновых состояниях при данном значении $T$.

В заключение авторы пользуются случаем выразить свою признательность М. Г. Мещерякову, И. Я. Померанчуку, Я. А. Смородинскому и Л. И. Лапидусу за интерес к нашим работам и дискуссии. Мы благодарны всему эксплуатационному коллективу синхроциклотрона ИЯП АН СССР во главе с А. В. Честным за обеспечение хорошей работы ускорителя, способствовавшей успешному проведению описанных экспериментов.

Институт ядерных проблем
Академии наук СССР

### Цитированная литература

1. Джелепов В. П., Казаринов Ю. М., Отчет ИЯП АН СССР (июнь 1951); ДАН СССР, 99, 939 (1954).
2. Джелепов В. П., Диссертация, ИЯП АН СССР, 1954.
3. Джелепов В. П., Казаринов Ю. М., Головин Б. М., Флягин В. Б., Отчет ИЯП АН СССР (1953); Флягин В. Б., Отчет ИЯП АН СССР (1954).
4. Джелепов В. П., Казаринов Ю. М., Флягин В. Б., Отчет ИЯП АН СССР (1952); ДАН СССР, 100, 655 (1955).
5. Джелепов В. П., Головин Б. М., Сатаров В. И., Отчет ИЯП АН СССР (1953); ДАН СССР, 99, 943 (1954).
6. Джелепов В. П., Сатаров В. И., Головин Б. М., Отчет ИЯП АН СССР (1954).
7. Джелепов В. П., Флягин В. Б., Оганесян К. О., Отчет ИЯП АН СССР (1954).
8. Казаринов Ю. М., Симонов Ю. Н., Отчет ИЯП АН СССР (1954).
9. Rosenfeld H., Phys. Rev., 96, 139 (1954).

10. Hartzler A., Siegel R., Opitz W., Phys. Rev., 95, 591 (1954).
11. Гольданский В. И., Любимов А. Л., Медведев Б. В., УФН, 48, 531 (1952); 49, 3 (1953).
12. Мещеряков М. Г., Богачев Н. П., Неганов Б. С., Пискарев Е. В., ДАН СССР, 99, 955 (1954).
13. Богачев Н. П., Взоров И. К., ДАН СССР, 99, 931 (1954).
14. Shapiro A., Leavit C., Chew F., Bull. Am. Phys. Soc., 29, *4*, 75 (1954).
15. Nedzel V., Phys. Rev., 94, 174 (1954).
16. Gurnsey G., Mott R., Nelson B., Phys. Rev., 88, 15 (1952).
17. Kelly E., Leith C., Segré E., Wiegand C., Phys. Rev., 79, 96 (1950).
18. Смородинский Я. А., Отчет АН СССР (1953); «Проблемы современной физики». вып. 7, стр. 7. — ИЛ, М., 1954.
19. Померанчук И. Я., ДАН СССР, 78, 249 (1951); ЖЭТФ, 21, 1113 (1951).
20. Chew F., Phys. Rev., 84, 710 (1951).
21. Powell W., результаты его работы приводятся в работе [20].
22. Cladis J., Hadley I., Gess W., Phys. Rev., 86, 110 (1952).
23. Головин Б. М., Отчет ИЯП АН СССР (1954).
24. Тамбовцев Е. П., Отчет АН СССР, 1952 и 1954.
25. Hill D., Coor T., Hornyak W., Smith L., Snow G., Bull. Am. Phys. Soc., 29, *1*, 54 (1954).
26. Marshall J., Marshall L., Nedzel V., Phys. Rev., 91, 717 (1953).

---

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

М. С. КОЗОДАЕВ, А. А. ТЯПКИН, Ю. Д. БАЮКОВ, А. А. МАРКОВ и Ю. Д. ПРОКОШКИН

# ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ НУКЛОНАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Во многих экспериментальных работах (1944—1949 гг.) при исследовании космических лучей при помощи камеры Вильсона [1—7], ионизационных камер и счетчиков [8—10], а также при помощи толстослойных фотоэмульсий [11] было показано, что существуют ливни, в которых, наряду с жесткими проникающими частицами, содержатся электроны и $\gamma$-кванты высокой энергии. В ряде работ было установлено, что тяжелые частицы, электроны и $\gamma$-кванты образуются в едином акте ядерного взаимодействия при высоких энергиях. В 1947 г. Оппенгеймер [12] впервые высказал гипотезу об образовании заряженных и нейтральных мезонов в соизмеримых количествах в актах столкновения нуклонов высокой энергии, а также о возможном распаде нейтральных мезонов на два $\gamma$-кванта. Однако в то время ни один из опытов с космическими лучами не давал убедительного доказательства существования в природе нейтральных мезонов.

Первое серьезное экспериментальное подтверждение существования нейтральных $\pi$-мезонов было получено Бьерклендом, Крандэлом, Мойером и Йорком [13] при исследовании $\gamma$-излучения высокой энергии, возникающего при бомбардировке мишеней из различных веществ (Be, C, Cu, Ta) протонами с энергией 340 MeV. Измерение спектров $\gamma$-лучей в этой работе производилось при помощи двухканального парного спектрометра. Исследование характера энергетических спектров $\gamma$-квантов, измеренных под различными углами (0, 47, 133 и 180°) к направлению потока бомбардирующих мишень протонов, показало, что наиболее приемлемое объяснение наблюдаемых в спектрах закономерностей может быть дано, только если предположить, что $\gamma$-кванты получаются в результате распада нейтральных частиц с массой около 300 электронных масс, рождающихся при столкновении протонов с ядрами мишени. Исследование зависимости интенсивности $\gamma$-излучения от энергии протонов также дало подтверждение предположению о возникновении квантов высокой энергии в результате распада нейтральных $\pi$-мезонов, так как было найдено, что порог для образования жестких $\gamma$-квантов лежит в области $170 \div 200$ MeV. Ниже этого порога наблюдались в небольшом количестве кванты тормозного излучения протонов.

Вскоре после этого Штейнбергер, Пановский и Штеллер [14] убедительно показали, что при бомбардировке ядер углерода и бериллия $\gamma$-квантами с энергией 330 MeV также образуются нейтральные $\pi$-мезоны. В этой работе $\gamma$-кванты высокой энергии регистрировались при помощи двух включенных на совпадение телескопов из сцинтиляционных счетчиков. Применение такой методики позволило экспериментально доказать, что нейтральные $\pi$-мезоны распадаются на два $\gamma$-кванта. Наконец, Карлсон, Хупер и Кинг [15], воспользовавшись толстослойными фотоэмульсиями, экспонированными в космических лучах на высоте 21 км над уровнем моря, показали, что в «звездах», создаваемых частицами высокой

энергии, также образуются $\pi^0$-мезоны; они, кроме того, произвели оценку времени жизни этих $\pi^0$-мезонов.

По данным всех этих работ было найдено значение массы нейтрального $\pi$-мезона, которое оказалось лежащим в пределах $280 \div 300$ электронных масс. Установление факта распада $\pi^0$-мезона на два $\gamma$-кванта позволило сделать заключение, что спин $\pi^0$-мезона равен нулю. Так как время жизни нейтральных мезонов мало́ (порядка $5 \cdot 10^{-15}$ сек) и до момента распада они могут пролетать расстояние порядка одного или нескольких микронов, то изучать $\pi^0$-мезоны можно только по $\gamma$-квантам, получающимся в результате их распада. По этой же причине изучение ядерного взаимодействия $\pi^0$-мезонов может производиться только на нуклонах того же ядра, в котором они образуются.

Настоящее сообщение посвящено циклу работ по исследованию процессов образования нейтральных мезонов нуклонами высокой энергии, выполненных авторами на ускорителе Института ядерных проблем АН СССР в 1950—1954 гг.

В работе М. С. Козодаева и А. А. Маркова [16], выполненной в первой половине 1950 г., было показано, что при бомбардировке медной мишени $\alpha$-частицами, обладающими энергией 560 MeV, испускаются жесткие $\gamma$-кванты. В этой работе жесткое $\gamma$-излучение исследовалось при помощи двенадцатиканального годоскопического парного спектрометра в интервале энергий $30 \div 110$ MeV. Несмотря на то, что фон в измерениях был значителен, в спектре $\gamma$-квантов обнаружился максимум в районе $70 \div 80$ MeV. По характеру энергетического спектра и измеренному выходу жестких квантов можно было сделать заключение, что значительная часть наблюдавшегося жесткого $\gamma$-излучения не может быть связана с возбуждением ядер и тормозным излучением $\alpha$-частиц.

В 1951—1952 гг. были выполнены две работы по исследованию образования $\pi^0$-мезонов протонами с энергией 470 MeV. Была создана аппаратура для детального изучения энергетических спектров и углового распределения потоков жестких $\gamma$-квантов. С этой целью Ю. Баюковым, М. Козодаевым, А. Марковым, А. Синаевым и А. Тяпкиным [30] было произведено существенное усовершенствование двенадцатиканального парного спектрометра, применявшегося в упомянутой выше работе 1950 г. В новом спектрометре была более чем в два раза расширена область измеряемых энергий $\gamma$-квантов, была существенно повышена эффективность регистрации $\gamma$-квантов, улучшена электронная система, а также системы селекции и регистрации.

Спектрометр позволял производить измерение энергии $\gamma$-квантов в интервале энергии $20 \div 460$ MeV. Для измерений в этом интервале были использованы полюсные наконечники с углом раствора 60°. Зазор между полюсными наконечниками равнялся 3 см. При изменении величины напряженности магнитного поля в зазоре изменялся и диапазон регистрируемых энергий. Максимальная величина напряженности магнитного поля была равна 16 kOe. Применялись танталовые конвертеры размером $2 \times 2{,}5$ см и толщиной $0{,}01 \div 0{,}035$ см в зависимости от диапазона измеряемых энергий.

Вследствие того что при измерениях в области малых энергий приходилось пользоваться тонкими конвертерами, эффективность спектрометра становилась относительно малой, поэтому для измерения спектра в интервале энергий $20 \div 110$ MeV применялись полюсные наконечники с углом раствора 180°. Зазор между наконечниками равнялся 4 см. В этих измерениях танталовые конвертеры были размером $3 \times 6$ см.

По краям полюсных наконечников были расположены в ряд координатные пропорциональные счетчики, регистрировавшие позитроны и электроны конверсии. Каждый ряд этих счетчиков состоял из шести групп (каналов) счетчиков. За координатными счетчиками были расположены в два ряда счетчики селекции. Пропорциональные счетчики были напол-

нены чистым метилалем ($CH_2(OCH_3)_2$). Диаметр медного катода счетчиков равнялся 8 мм.

Импульсы от каждой группы координатных счетчиков и от каждого ряда счетчиков селекции усиливались и формировались. После формирования импульсы от счетчиков селекции подавались на схему четырехкратных совпадений. Импульс четырехкратных совпадений в свою очередь поступал на схему трехкратных совпадений с импульсами от координат-

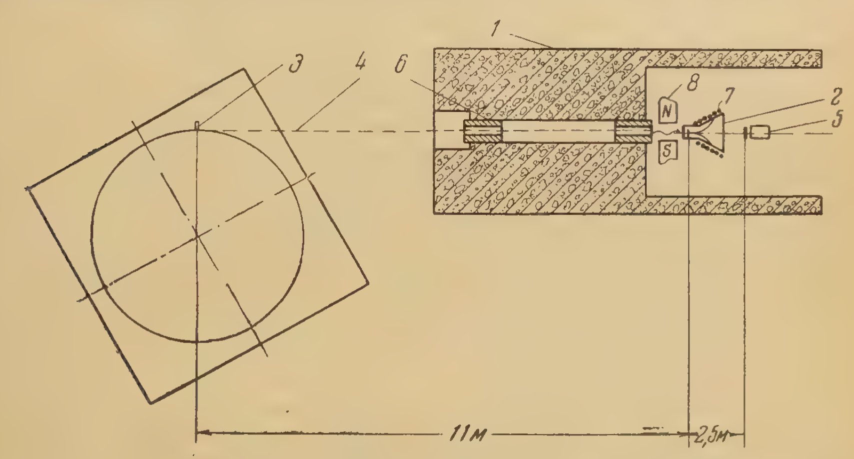



Рис. 1. Схема опыта: *1* — бетонный домик, *2* — γ-спектрометр, *3* — мишень, *4* — пучок „γ квантов, *5* — монитор, *6* — коллиматор, *7* — координатные счетчики, *8* — очищающий магнит

ных счетчиков, регистрировавших электроны и позитроны. Таким образом осуществлялась система шестикратных совпадений, вырабатывающая управляющий импульс. Разрешающее время схем совпадений $5\ 10^{-7}$ сек. При наличии управляющего сигнала усиленные импульсы от координатных счетчиков вызывали срабатывание системы шестиконтактных реле. При помощи контактов этих реле включались 11 электромеханических счетчиков, каждый из которых срабатывал при замыкании контактов различных пар реле, соответствующих регистрации γ-квантов определенного интервала энергий. Число пар, в регистрации которых участвовал каждый координатный счетчик, также отмечалось соответствующим электромеханическим счетчиком. Показания этих 12 счетчиков позволяли вычислять относительную эффективность координатных счетчиков.

В работе [17] по исследованию энергетических спектров γ-квантов, выполнявшейся Ю. Д. Баюковым, М. С. Козодаевым, А. А. Марковым и А. А. Тяпкиным, мишени из Be, C, Cu и Pb помещались в пучок протонов внутри вакуумной камеры ускорителя. Гамма-спектрометр *2* располагался в домике *1*, сооруженном из бетонных плит, на расстоянии 11 м от мишени *3* по линии *4*, касательной к круговой орбите протонов (рис. 1). Измерение спектров γ-квантов производилось под углами 0 и 180° к направлению движения протонов. Контроль за интенсивностью потока γ-квантов производился при помощи монитора *5*, регистрировавшего γ-кванты по излучению создаваемых ими электронов (излучение Черенкова). Такой счетчик эффективно регистрировал γ-кванты, энергия которых превышала 10 MeV. При определении сечения образования $\pi^0$-мезонов величина потока протонов через бериллиевую мишень определялась по активации полистироловых пленок.

Энергетические спектры γ-квантов, образующихся в бериллиевой мишени, для углов наблюдения 0 и 180° приведены на рис. 2 и 3. При измерении спектра в направлении $\theta = 0°$ было зарегистрировано около 60 000 электронно-позитронных пар. Спектр для угла $\theta = 180°$ построен на основании измерения энергии 5000 пар.

Отношение выходов $\gamma$-квантов под углами 0 и 180° измерялось при помощи телескопа, содержащего счетчик излучения Черенкова. Относительные величины потоков протонов, прошедших через бериллиевую мишень, в этих измерениях определялись по наведенной радиоактивности медных фольг. Отношение чисел электронно-позитронных пар, регистрируемых детектором при одинаковых потоках протонов для углов 0 и 180°, было найдено равным 6,4±0,4. Так как средние эффективности регистра-

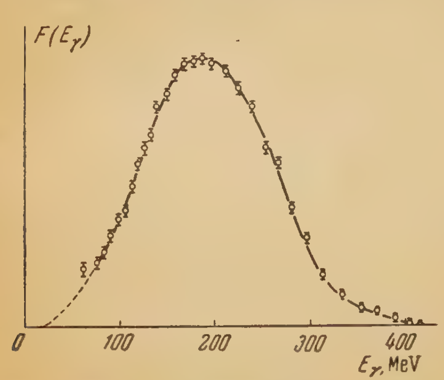



Рис. 2. Энергетический спектр $\gamma$-квантов, образуемых на ядрах Be протонами с энергией 470 MeV, наблюдаемый под углом 0° к направлению движения протонов

Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для угла 180°

ции потоков $\gamma$-квантов для углов 0 и 180° из-за различия энергетических спектров не одинаковы, то отношение дифференциальных сечений образования $\gamma$-квантов после введения поправки на различие в эффективности телескопа оказалось равным

$$\frac{d\sigma^{\gamma}(0^\circ)}{d\omega} \Big/ \frac{d\sigma^{\gamma}(180^\circ)}{d\omega} = 5{,}3 \pm 0{,}5.$$

При трансформации спектров, полученных под углами 0 и 180°, в систему центра инерции сталкивающихся нуклонов между ними не обнаруживается существенного различия. Отсюда вытекает, что $\pi^0$-мезоны возникают в результате столкновения налетающих протонов с отдельными нуклонами ядра, а не с ядром как целым. Незначительное различие между трансформированными спектрами может быть обусловлено влиянием внутриядерного движения нуклонов. Столкновение протонов с нуклонами, находящимися внутри ядра в различных энергетических состояниях, приводит к отсутствию единой системы центра инерции, при использовании которой трансформируемые спектры совпали бы. Можно только указать эффективное значение скорости системы центра инерции $\bar{\beta}_c \approx 0{,}4$, при котором трансформированные спектры лучше всего совпадают. По измеренной величине энергии, соответствующей верхним границам спектров, можно определить величину $\beta_c$, соответствующую максимальной энергии столкновения нуклонов. Найденная таким образом величина $\beta_c$ оказалась равной 0,36. Отсюда следует, что максимальная энергия движения нуклонов в ядре, проявляющаяся в этих столкновениях, составляет примерно 20 MeV.

Из анализа полученных спектров непосредственно вытекает вывод о неизотропности углового распределения образующихся нейтральных мезонов в системе центра инерции сталкивающихся нуклонов. При изотропном угловом распределении $\pi^0$-мезонов максимум спектра $\gamma$-квантов, измеренного под углом 0° к направлению пучка протонов, должен располагаться в области 105 MeV и положение этого максимума не должно зависеть от характера энергетического распределения мезонов. Измерен-

ный же нами спектр имеет максимум приблизительно при 190 MeV. Значительный сдвиг максимумов измеренных спектров $\gamma$-квантов в область высоких энергий указывает на то, что $\pi^0$-мезоны возникают в основном не в $S$-состоянии. Для объяснения наблюдающегося сдвига максимума спектра необходимо предположить, что образующиеся при столкновении нуклонов нейтральные мезоны вылетают в системе центра масс преимущественно под малыми углами к направлению движения сталкивающихся нуклонов. В работе Вайтхеда и Ричмена [18] было установлено, что угловое распределение положительных $\pi$-мезонов, образующихся в p-p-столкновениях, удовлетворительно описывается законом $\cos^2\theta$. Изучение реакции $p + p \to \pi^+ + d$ при энергии протонов 460 MeV, проведенное в Институте ядерных проблем М. Г. Мещеряковым, Б. С. Негановым, Н. П. Богачевым и В. М. Сидоровым [19], показало, что угловое распределение образующихся мезонов пропорционально $(0{,}24 + \cos^2\theta)$. Согласно расчетам Ватсона и Брюкнера [20], выполненным в 1951 г., такой вид углового распределения может быть получен в случае использования псевдоскалярного варианта мезонной теории с псевдовекторной связью. Если значительная часть $\pi^0$-мезонов, образующихся при столкновении протонов с ядрами бериллия, также распределена по закону $\cos^2\theta$, то максимум энергетического спектра $\gamma$-квантов сместится в сторону высоких энергий.

Здесь необходимо заметить, что при образовании нейтральных $\pi$-мезонов протонами на ядрах бериллия угловое распределение их может и не описываться законом $\cos^2\theta$, потому что в этом случае $\pi$-мезоны образуются при столкновении протонов со связанными в ядре бериллия нуклонами, находящимися в момент столкновения в различных энергетических состояниях. Рассеяние и поглощение $\pi^0$-мезонов в ядрах, в которых они образуются, также должно влиять на их угловое распределение. Рассеяние $\pi^0$-мезонов должно выравнивать угловое распределение, делать его более изотропным в лабораторной системе координат. Чтобы изучить влияние рассеяния $\pi^0$-мезонов на их угловое распределение, мы измерили спектры $\gamma$-лучей как для мишеней из легких элементов (Be, C), так и для мишеней из тяжелых элементов (Cu, Pb). Если рассеяние $\pi^0$-мезонов существенно изменяет угловое распределение, то в случае тяжелых элементов максимум спектра должен быть смещен ближе к 70 MeV, т. е. к положению максимума спектра для изотропного распределения. Измерения показали, что в пределах точности измерений спектры $\gamma$-квантов в случае легких (Be, C) и тяжелых (Cu, Pb) элементов имеют одинаковые верхние границы (рис. 2 и 4). Максимумы спектров для тяжелых элементов если и смещены в область меньших энергий, то не более, чем на 20 MeV. Этот факт позволяет сделать вывод о том, что рассеяние $\pi^0$-мезонов в ядерном веществе проявляется слабо; это, повидимому, объясняется преобладанием эффекта поглощения мезонов.

В конце 1953 г. была опубликована работа Крандэла и Мойера [21], в которой приведены спектры $\gamma$-квантов от распада нейтральных мезонов, образующихся при бомбардировке углеродной мишени протонами с энергией 340 MeV. Эта работа подтверждает наш вывод о неизотропности углового распределения образующихся нейтральных мезонов даже на сложных ядрах, так как максимум измеренного Крандэлом и Мойером спектра также существенно смещен в область более высоких энергий относительно энергии, при которой он должен иметь место в случае изотропного углового распределения. В работе Маршалла и др. [22] приведены энергетические спектры $\gamma$-квантов, возникающих при бомбардировке бериллиевой мишени протонами с энергией 430 MeV. Спектры, полученные в этой работе, находятся в согласии с нашими измерениями.

Наряду с исследованием спектров и характера углового распределения $\gamma$-квантов, М. С. Козодаевым, А. А. Тяпкиным, Ю. Д. Баюковым, Р. А. Вайциаиом и А. А. Марковым [17, 23] в 1951—1952 гг. были проведены

измерения сечений образования нейтральных мезонов протонами с энергией 470 MeV на различных элементах. В этих экспериментах измерение потоков $\gamma$-квантов производилось двумя различными приборами: двенадцатиканальным парным спектрометром и телескопом, содержащим счетчик излучения Черенкова. Величина потока протонов, прошедших через мишень, определялась по активации полистироловых пленок, а также по $\gamma$-активности медных фольг, прокалиброванных калориметрическим

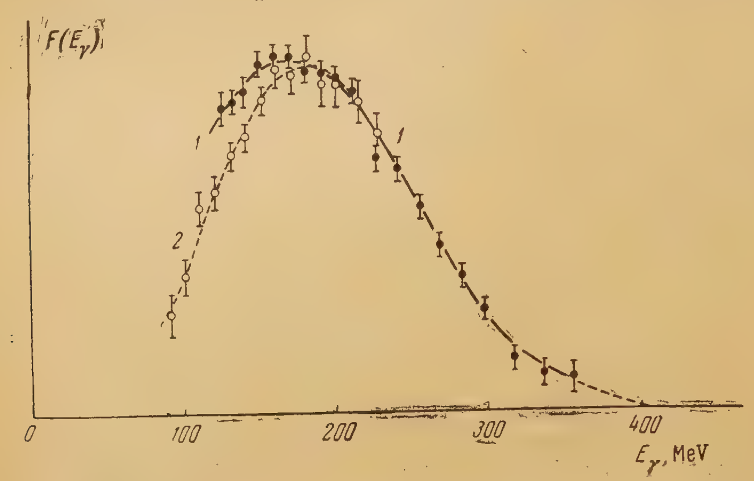



Рис. 4. Энергетические спектры $\gamma$-квантов, образуемых при облучении мишеней из меди *(1)* и свинца *(2)* протонами с энергией 470 MeV при наблюдении под углом 0° к направлению движения протонов

методом. Позитронная активность полистироловых пленок измерялась при помощи установки, регистрирующей $\gamma$-$\gamma$-совпадения. На рис. 5 представлены результаты измерения относительных выходов $\gamma$-квантов под углом 0° на ядрах различных элементов (за единицу принят выход $\gamma$-квантов при $A = 10$). Величины относительных выходов $\gamma$-квантов, измеренные при помощи спектрометра и телескопа со счетчиком излучения Черенкова, в пределах статистических погрешностей измерений в случае элементов Be, B, C, Al, Cu согласуются друг с другом. Величины относительных выходов $\gamma$-квантов в случае тяжелых элементов (Cd, Pb), полученные при помощи счетчика излучения Черенкова, оказались несколько завышенными по сравнению с данными, полученными при помощи $\gamma$-спектрометра. Это вызвано просчетами, появляющимися при измерении потоков $\gamma$-квантов на легких элементах из-за большой загрузки счетчиков телескопа (телескоп состоял из двух рядов пропорциональных счетчиков и счетчика излучения Черенкова).

Как видно из графика, приведенного на рис. 5, сечение образования $\gamma$-квантов на сложных ядрах растет значительно медленнее, чем число нуклонов в ядре. Это указывает на наличие сильного поглощения $\pi^0$-мезонов в ядерном веществе.

Если предположить, что возникновение мезонов происходит на всех нуклонах ядра, то полное сечение образования $\pi^0$-мезонов на ядре с массовым числом $A$ можно представить в виде

$$\sigma_A = f_A\,[\bar{\sigma}_{pn}(A - Z) + \bar{\sigma}_{pp}Z],$$

где $\bar{\sigma}_{pn}$ и $\bar{\sigma}_{pp}$ — средние значения сечений образования $\pi^0$-мезонов на внутриядерных нейтроне и протоне, а множитель $f_A$ учитывает поглощение мезонов внутри ядра. Согласно расчетам [24] для случая, когда сечение поглощения мезонов много больше сечения рассеяния, множитель

$f_A$ выражается следующей функцией:

$$f_A = 3\left[\frac{1}{2x} - \frac{1}{x^3} + \frac{1}{x^3}(1+x)e^{-x}\right],$$

где $x = \frac{r_0 \cdot A^{1/3}}{\lambda_\pi}$, а $\lambda_\pi$ — средняя длина свободного пробега $\pi^0$-мезонов в ядерном веществе. Воспользовавшись этим выражением для $f_A$, из экспериментально полученных значений выхода $\gamma$-квантов на Be, C и Al найдем верхний предел средней длины пробега нейтральных мезонов для поглощения внутри ядра: $\lambda_\pi \leqslant 1{,}5 r_0$, где $r_0 = 1{,}3 \cdot 10^{-13}$ см. Из экспериментов, описанных ниже, следует, что отношение $\frac{\sigma_{pp}}{\sigma_{pn}} = \frac{1}{3}$.

Если возникновение мезонов происходит только на поверхностных нуклонах ($x \ll 1$), то полное сечение образования $\pi^0$-мезонов на сложном ядре должно быть пропорционально $\left(A - \frac{2}{3}Z\right)A^{-1/3}$. Как видно из рис. 5, в области тяжелых ядер дифференциальное сечение образования $\gamma$-квантов растет значительно медленнее, чем по закону, соответствующему сильному поглощению мезонов ($\lambda_\pi \sim 0$). Это указывает на то, что имеются другие процессы, влияющие на процесс образования $\pi^0$-мезонов на сложных ядрах. К рассмотрению этого вопроса мы вернемся позже в связи с обсуждением результатов экспериментов 1954 г.

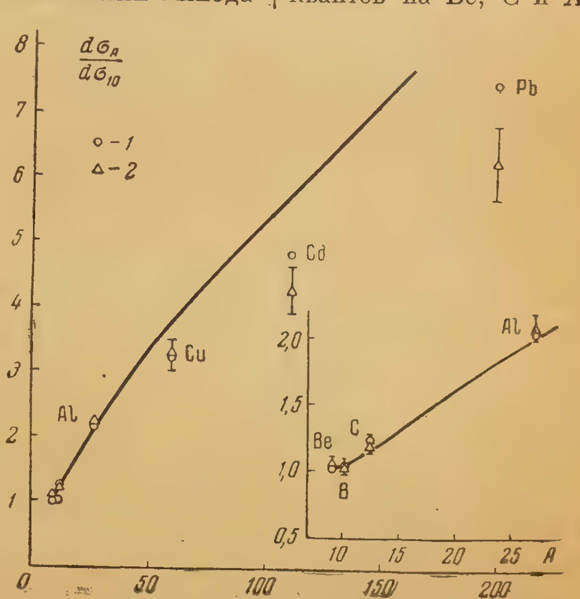



Рис. 5. Относительные сечения образования протонами с энергией 470 MeV $\gamma$-квантов под углом 0° на ядрах различных элементов: *1* — данные по счетчику излучения Черенкова, *2* — данные по $\gamma$-спектрометру; кривая изображает зависимость вида

$$0{,}16\left(A - \frac{2}{3}Z\right)A^{-1/3}$$

Абсолютное дифференциальное сечение образования $\gamma$-квантов на углероде было определено при помощи $\gamma$-спектрометра и телескопа со счетчиком излучения Черенкова. Дифференциальное сечение для угла 0° в единицах $10^{-27}$ см$^2$ стер$^{-1}$ равно $6{,}7 \pm 2$ по измерениям со спектрометром и $5{,}8 \pm 2$ по измерениям с телескопом. Среднее значение сечения равно $(6{,}2 \pm 1{,}6) \cdot 10^{-27}$ см$^2$ стер$^{-1}$.

Определение дифференциального сечения $\frac{d\sigma^\gamma}{d\omega}$ для p-p-столкновений производилось нами разностным методом: путем измерений выхода $\gamma$-квантов при бомбардировке протонами мишеней из политена и углерода. В результате этих измерений было найдено, что дифференциальное сечение образования $\gamma$-квантов в p-p-столкновениях при энергии налетающих протонов 470 MeV равно (при $\theta = 0°$):

$$\left(\frac{d\sigma^\gamma}{d\omega}\right)_{pp}^{0°} = (0{,}26 \pm 0{,}17) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ стер}^{-1}$$

по измерениям с телескопом и

$$\left(\frac{d\sigma^{\gamma}}{d\omega}\right)^{0^\circ}_{pp} = (0{,}30 \pm 0{,}20)\cdot 10^{-27}\ \text{см}^2\ \text{стер}^{-1}$$

по измерениям с $\gamma$-спектрометром.

Среднее значение дифференциального сечения из этих измерений равно $(0{,}28 \pm 0{,}18)\cdot 10^{-27}$ см² стер⁻¹.

Полученные дифференциальные сечения образования $\gamma$-квантов позволяют определить полное сечение образования нейтральных мезонов. Для этого необходимо знать угловое и энергетическое распределения $\pi^0$-мезонов в системе центра инерции сталкивающихся нуклонов или угловое распределение $\gamma$-квантов в лабораторной системе. Полное сечение образования нейтральных мезонов следующим образом связано с дифференциальным сечением:

$$\sigma_{\pi^0} = \frac{1}{2}\,\alpha\cdot\Omega\cdot\left(\frac{d\sigma^{\gamma}}{d\omega}\right)_{0^\circ},$$

где $\alpha = \frac{1-\beta_c}{1+\beta_c}$ — коэффициент, учитывающий преобразование телесных углов для $\gamma$-лучей, а $\Omega$ — коэффициент, зависящий от углового и энергетического распределения $\pi^0$-мезонов. В случае столкновения протонов с энергией 470 MeV с ядрами водорода $\alpha = 0{,}38$. Проведенный нами в импульсном приближении расчет показал, что для сложных ядер наиболее достоверным в условиях нашего эксперимента является значение $\bar{\alpha} = 0{,}42$, соответствующее $\beta_c = 0{,}41$. Расчет был произведен в предположении, что импульсное распределение нуклонов в ядре описывается законом Гаусса со средним квадратичным импульсом 120 MeV $c^{-1}$, которому соответствует энергия $\sim 8$ MeV и что сечения реакций

$$p + p \rightarrow \pi^0 + 2p \quad \text{и} \quad p + n \rightarrow \pi^0 + (p + n)$$

описываются функциями $\sigma_{pp} \sim p^6_{max}$ и $\sigma_{pn} \sim p^3_{max}$, где $p_{max}$ — максимальный возможный импульс мезона; отношение сечений $\frac{\sigma_{pp}}{\sigma_{pn}}$ при энергии протонов 470 MeV было принято равным 1/3.

Коэффициент $\Omega$ может иметь различные значения в зависимости от энергетического и углового распределений $\pi^0$-мезонов в системе центра инерции сталкивающихся нуклонов и в случае изотропного распределения равен $4\pi$. Величину этого коэффициента находим по формуле

$$\Omega = \frac{2\pi \int\limits_0^{\pi} \varphi(\theta)\sin\theta\cdot d\theta}{\int\limits_0^{\infty} f(\varepsilon)\cdot W(\varepsilon)\,d\varepsilon}.$$

Здесь $\varphi(\theta)$ — угловое распределение мезонов в системе центра масс, $\varepsilon$ — полная энергия мезонов в единицах $mc^2$, $W(\varepsilon)$ — энергетический спектр мезонов и

$$f(\varepsilon) = \int\limits_{\varepsilon_{\gamma_{min}}}^{\varepsilon_{\gamma_{max}}} F(\varepsilon_\gamma, \varepsilon)\,d\varepsilon_\gamma,$$

где $F(\varepsilon_\gamma, \varepsilon)$ — энергетический спектр $\gamma$-квантов, отвечающий заданному угловому распределению $\pi^0$-мезонов, имеющих энергию $\varepsilon$. В случае

углового распределения $\pi^0$-мезонов по закону $\cos^2\theta$

$$f(\varepsilon)=\frac{\varepsilon^2+1}{\varepsilon^2-1}-\frac{\varepsilon}{(\varepsilon^2-1)^{3/2}}\ln\frac{\varepsilon+\sqrt{\varepsilon^2-1}}{\varepsilon-\sqrt{\varepsilon^2-1}}.$$

Энергетический спектр $W(\varepsilon)$ приближенно был нами рассчитан по измеренному спектру $\gamma$-квантов, и, в предположении, что угловое распределение пропорционально $\cos^2\theta$, был найден коэффициент $\Omega=2{,}5\,\pi$. В действительности для процесса образования нейтральных мезонов угловое распределение мезонов лучше апроксимировать законом $a+\cos^2\theta$, поэтому коэффициент $\Omega$ должен быть несколько больше $2{,}5\,\pi$. Точное значение множителя $\alpha\cdot\Omega$ можно найти, если измерить угловое распределение $\gamma$-квантов в лабораторной системе координат.

Воспользовавшись средним значением дифференциального сечения для углерода $(6{,}2\pm1{,}6)\cdot10^{-27}$ см$^2$ стер$^{-2}$, находим (в предположении, что угловое распределение мезонов пропорционально $\cos^2\theta$), что полное сечение образования $\pi$-мезонов протонами с энергией 470 MeV на углероде равно:

$$\sigma_C=(10{,}2\pm2{,}6)\cdot10^{-27}\ \text{см}^2.$$

Воспользовавшись средним значением дифференциального сечения

$$\left(\frac{d\sigma^{\gamma}}{d\omega}\right)_{pp}^{0^\circ}=(0{,}28\pm0{,}18)\cdot10^{-27}\ \text{см}^2\ \text{стер}^{-1},$$

находим полное сечение образования $\pi^0$-мезонов в p-p-столкновениях

$$\sigma_{pp}=(0{,}67\pm0{,}43)\cdot10^{-27}\ \text{см}^2$$

в случае изотропного распределения мезонов и

$$\sigma_{pp}=(0{,}42\pm0{,}27)\cdot10^{-27}\ \text{см}^2$$

в случае углового распределения мезонов, пропорционального $\cos^2\theta$. Этот результат согласуется с данными, полученными в работе [25].

В 1954 г. А. А. Тяпкин, М. С. Козодаев и Ю. Д. Прокошкин [26] провели исследование процессов возникновения $\pi^0$-мезонов при столкновении протонов с энергией 670 MeV с ядрами различных элементов. Для измерения потоков жестких $\gamma$-квантов был разработан телескоп, состоящий из сцинтилляционного счетчика и счетчика излучения Черенкова, обладающего высокой эффективностью. Спектральная чувствительность этого телескопа определялась экспериментально, что давало возможность делать заключения о характере спектра $\gamma$-квантов. Путем раздвигания отдельных блоков телескопа и помещения между ними поглотителей можно было увеличить его энергетический порог, что также давало возможность грубо исследовать спектры $\gamma$-квантов. Величина потока протонов через мишень определялась калориметрическим методом путем измерения разности температур на концах калиброванного теплопровода, являвшегося одновременно держателем мишени.

При помощи описанного телескопа были измерены относительные выходы $\gamma$-квантов от распада $\pi^0$-мезонов, образующихся при облучении протонами с энергией 670 MeV ядер элементов H, D, Li, Be, B, C, Al, Cu, Cd, Sn и Pb. Измерения потоков $\gamma$-квантов проводились под углами 0 и 180° к направлению движения протонов. Результаты измерений приведены на рис. 6. Из рисунка видно, что выход $\gamma$-квантов под углом 0° растет значительно медленнее, чем по закону $A^{2/3}$. Этот результат находится в согласии с данными измерений, выполненных нами при энергии протонов 470 MeV. Однако измерения потоков под углом 180° при энергии протонов 670 MeV показали, что зависимость выхода $\gamma$-квантов от атомного веса хорошо согласуется с законом $A^{2/3}$. Наблюдающееся не-

большое систематическое отступление от этого закона может быть объяснено различием величин сечений образования $\pi^0$-мезонов в p-p- и p-n-соударениях. Если учесть это различие, то под углом 180° выход

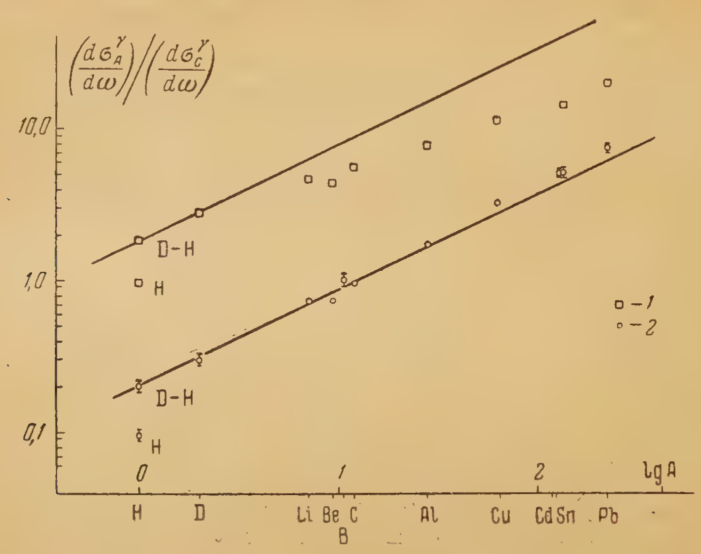



Рис. 6. Выход $\gamma$-квантов при облучении протонами с энергией 670 MeV ядер различных элементов. По оси ординат отложено отношение выхода $\gamma$-квантов под углами 0° и 180° для элемента с массовым числом $A$ к выходу $\gamma$-квантов под углом 180° для углерода: *1* — точки, полученные для элемента с массовым числом $A$ под углом 0°, *2* — то же под углом 180°. Прямые линии соответствуют закону $A^{2/3}$

$\gamma$-квантов, образующихся от распада возникающих на поверхности ядра мезонов, должен быть пропорционален величине $\left[\left(\frac{A-Z}{A}\right)\bar{\sigma}_{pn} + \frac{Z}{A}\bar{\sigma}_{pp}\right]A^{2/3}$.
Наилучшее согласие с экспериментальными результатами имеет место при

$$\frac{\bar{\sigma}_{pn}}{\bar{\sigma}_{pp}} = 2{,}0 \pm 0{,}5 .$$

Если объяснять наблюдаемое изменение величин дифференциальных сечений образования $\gamma$-квантов под углом 180° на ядрах различных элементов сильным поглощением образующихся по всему ядру мезонов, то необходимо принять $\lambda_\pi \leqslant 0{,}5\, r_0$. Такое значение длины свободного пробега нейтральных мезонов для поглощения в ядерном веществе существенно меньше величины $\lambda_\pi$, полученной при непосредственных измерениях для заряженных мезонов. Это означает, что наряду с поглощением мезонов имеются еще и другие эффекты, существенно уменьшающие вероятность образования мезонов на нуклонах внутри ядра.

Нами было измерено отношение выходов $\gamma$-квантов под углами 0 и 180°:

$$\eta_A = \frac{d\sigma^\gamma(0°)}{d\omega} \Big/ \frac{d\sigma^\gamma(180°)}{d\omega} .$$

Как видно из рис. 7, где представлены результаты измерений, уже в области легких ядер наблюдается быстрое уменьшение величины $\eta_A$. Уменьшение отношения $\eta_A$ может быть обусловлено рядом причин:

частичной непрозрачностью ядра для бомбардирующих протонов при наличии сильного поглощения $\pi^0$-мезонов, рассеянием и поглощением мезонов в ядре. Отклонение от закона $A^{2/3}$ выхода $\gamma$-квантов под углом 0° хорошо объясняется в области тяжелых элементов, если использовать модель частично непрозрачного ядра. Бо́льшая часть регистрируемого $\gamma$-излучения возникает от распада $\pi^0$-мезонов, движущихся по напра-

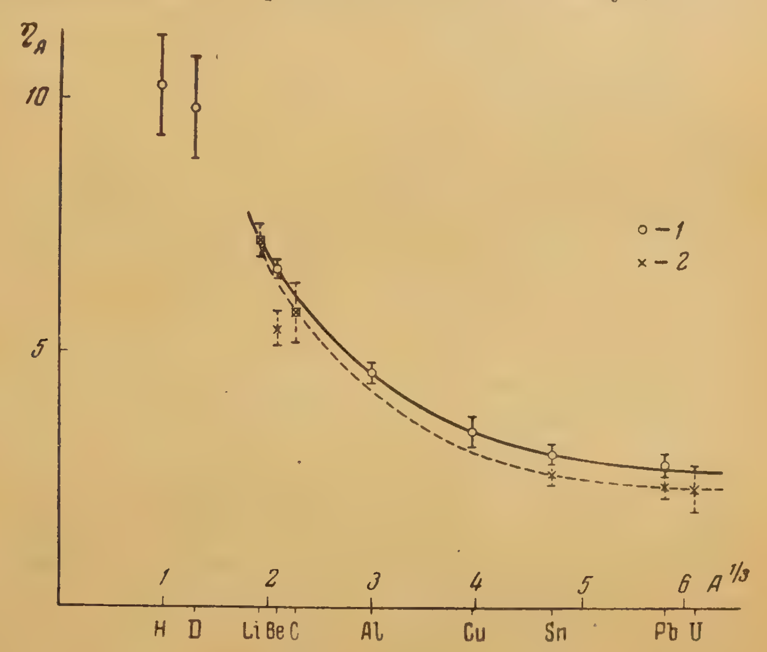



Рис. 7. Зависимость отношения выходов $\gamma$-квантов под углами 0 и 180° от массового числа $A$: *1* — по измерениям полных потоков, *2* — по измерениям с «жестким» детектором

влению от мишени к телескопу (это связано с преобразованием телесных углов). При измерениях под углом 180° основная доля таких мезонов испускается с поверхности ядра, свободно облучаемой протонами, и здесь естественно ожидать выполнения закона $A^{2/3}$, если предположить, что мезоны возникают в основном на поверхностных нуклонах ядра. При измерении же потоков $\gamma$-квантов под углом 0° поверхность ядра, излучающая эффективно регистрируемые $\pi^0$-мезоны, экранирована от бомбардирующих протонов нуклонами ядра. С увеличением массового числа $A$ эффект экранирования возрастает, и вследствие этого отношение $\eta_A$ падает.

Указанное выше явление экранирования и процессы поглощения мезонов в ядре, изменяя угловое распределение $\gamma$-квантов, должны приводить также и к смягчению спектра $\gamma$-квантов с ростом атомного веса. Для обнаружения этого эффекта нами были измерены для разных элементов выходы $\gamma$-квантов и отношение $\eta_A$ при помощи детектора с высоким энергетическим порогом (пунктирная кривая на рис. 7). В этом опыте регистрировались только жесткие $\gamma$-кванты, составляющие приблизительно $1/5$ часть полного потока $\gamma$-лучей [26].

В таблице приводятся отношения $\frac{M(A)}{M(12)}$ для углов 0 и 180°, где величина $M(A)$ представляет собой отношение количества жестких $\gamma$-квантов к полному потоку $\gamma$-квантов для различных элементов.

Из приведенных данных можно сделать вывод о том, что спектр $\gamma$-квантов, образованных на водороде, значительно мягче, чем спектры $\gamma$-квантов, образованных на сложных ядрах.

| Элементы . . . | H | D | Li | Be |
|---|---|---|---|---|
| $\left[\frac{M(A)}{M(12)}\right]_{0^\circ}$ | 0,5±0,2 | 0,8±0,2 | 1,00±0,05 | 0,8±0,1 |
| $\left[\frac{M(A)}{M(12)}\right]_{180^\circ}$ | 0,5±0,3 | 0,9±0,2 | 1,00±0,1 | 1,00±0,03 |

| Элементы. . . | C | Sn | Pb | U |
|---|---|---|---|---|
| $\left[\frac{M(A)}{M(12)}\right]_{0^\circ}$ | 1,00±0,04 | 0,92±0,5 | 0,95±0,04 | 0,92±0,04 |
| $\left[\frac{M(A)}{M(12)}\right]_{180^\circ}$ | 1,00±0,03 | — | — | — |

При измерениях под углом 0° наблюдается лишь малое различие в спектрах легких и тяжелых элементов. Это, повидимому, трудно будет совместить с обнаруженной нами резкой асимметрией углового распределения $\gamma$-квантов, образованных на тяжелых элементах.

Если в системе центра масс сталкивающихся нуклонов процесс образования $\pi^0$-мезонов симметричен в направлениях «вперед—назад» (а это выполняется для p-p-соударений ввиду неразличимости частиц), то отношение $\eta_H$ определяется только эффектом Допплера и при энергии налетающих протонов 670 MeV равно 9,6. Благодаря внутриядерному движению нуклонов в сложном ядре эта величина согласно расчетам, проведенным в импульсном приближении, несколько уменьшается. Так, если принять $\sigma_{pp} \sim p^6_{max}$, $\sigma_{pn} \sim p^3_{max}$ и $\frac{\sigma_{pp}}{\sigma_{pn}}(670\,\text{MeV}) = \frac{1}{2}$, то в случае импульсного распределения нуклонов в ядре по закону Гаусса со средним квадратичным импульсом 120 MeV $c^{-1}$, обрезанного при $p_{max} = 200$ MeV $c^{-1}$, получаем $\bar{\eta} = 9{,}0$. Если же принять для нуклонов распределение Ферми с граничной энергией 22 MeV, то получим $\bar{\eta} = 8{,}2$.

Дифференциальные сечения образования $\gamma$-квантов на водороде под углами 0 и 180° измерялись разностным способом путем облучения мишеней из графита и политена. Так как применявшиеся мишени практически не содержали тяжелых примесей, для контроля потока протонов мы использовали метод измерения активности аннигиляционного излучения самих мишеней. Этот метод, аналогично калориметрическому, обладает рядом преимуществ, позволяя исключить влияние формы и плотности мишеней. Величины сечений (в % от сечения на углероде) оказались равными: под углом 0° — 18 ± 1 % и под углом 180° — 9,5 ± 0,8 %. Таким образом, отношение $\eta_H$ равно 11 ± 2. Величина $\eta_H$ измерялась также разностным методом (LiH — Li) и оказалась равной 10 ± 1. Экспериментально найденные значения $\eta_H$ совпадают в пределах ошибок с теоретической величиной $\eta = 9{,}6$. Это является добавочным веским доказательством того, что полученное нами значение $\eta_C = 5{,}8 \pm 0{,}2$ достоверно и что уже в области самых легких ядер Li, Be, C отношение $\eta_A$ значительно меньше величины $\bar{\eta}$.

При измерении абсолютных сечений образования $\pi^0$-мезонов учитывалось поглощение $\gamma$-квантов в мишени и в воздухе; в специальных опытах измерялись поправки, связанные с наличием у телескопа энергетического порога. Эффективность телескопа экспериментально определялась

методом последовательного отключения отдельных умножителей. Дифференциальное сечение образования $\gamma$-квантов в p-p-соударениях под углом 0° (или 180°) в системе центра масс сталкивающихся нуклонов получилось равным:

$$\left(\frac{d\sigma^{\gamma}}{d\omega}\right)_{pp} = (0{,}59 \pm 0{,}13)\cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ стер}^{-1}.$$

В предположении об изотропном распределении нейтральных $\pi$-мезонов находим полное сечение образования $\pi^0$-мезонов при энергии протонов 670 MeV:

$$\sigma_{pp} = (3{,}7 \pm 0{,}8)\cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Дифференциальное сечение образования $\gamma$-квантов на дейтоне измерялось разностным способом (LiD — Li) и получилось равным:

$$\left(\frac{d\sigma^{\gamma}}{d\omega}\right)_{pd}^{0°} = (1{,}8 \pm 0{,}3)\cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ стер}^{-1}.$$

Отсюда находим, пренебрегая связью нуклонов в ядре дейтерия, полное сечение образования $\pi^0$-мезонов в p-n-соударениях:

$$\sigma_{pn} = (7{,}8 \pm 1{,}6)\cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Важной характеристикой процесса мезонообразования является зависимость сечения образования мезонов от энергии столкновения соударяющихся нуклонов. Некоторые сведения в этом направлении могут быть получены и при исследовании процесса образования мезонов на сложном ядре. Однако в этом случае нет возможности строго интерпретировать полученные результаты, так как приходится делать ряд предположений об импульсном распределении нуклонов в ядре, о роли принципа Паули и др.

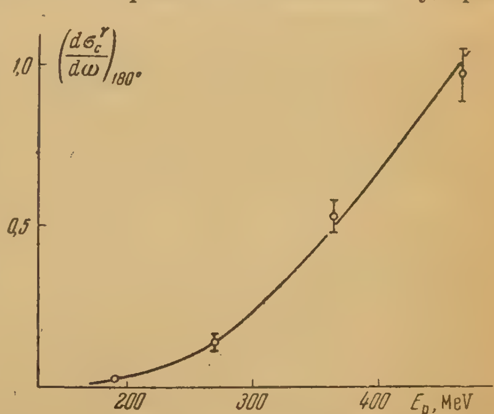


Рис. 8. Зависимость от энергии протонов $E_p$ выхода $\gamma$-квантов под углом 180° при облучении ядра углерода

Нами были измерены [26] сечения образования нейтральных мезонов на углероде протонами с энергиями 190, 270, 370 и 460 MeV. В этих опытах изменение энергии протонов достигалось тем, что углеродная мишень внутри вакуумной камеры ускорителя помещалась на различных расстояниях от центра круговых орбит протонов. Гамма-кванты наблюдались под углом 180° к направлению движения протонов. На рис. 8 представлены результаты этих измерений. Полученный результат не противоречит определенной из других опытов зависимости сечения образования $\pi^0$-мезонов от энергии столкновения при соударении свободных нуклонов.

Если сопоставить полученные нами величины полных сечений при энергиях протонов 670 и 470 MeV $\sigma_p\,(670) = (3{,}7 \pm 0{,}8)\cdot 10^{-27}$ см² и $\sigma_{pp}\,(470) = (0{,}5 \pm 0{,}3)\cdot 10^{-27}$ см² с результатами измерений Мазера и Мартинелли [27] $\sigma_{pp}\,(340) = (0{,}010 \pm 0{,}003)\cdot 10^{-27}$ см², то можно сделать вывод о том, что рост сечения $\sigma_{pp}$ с увеличением энергии столкновения протонов замедляется. При

переходе от энергии 340 MeV к энергии 470 MeV сечение возрастает в 36 раз, что соответствует зависимости

$$\sigma_{pp} \sim p_{max}^{6 \pm 1},$$

где $p_{max}$ — максимальный импульс $\pi^0$-мезона в системе центра масс протонов. Такая зависимость сечения $\sigma_{pp}$ от импульса обусловлена запретом наиболее интенсивного перехода с конечным состоянием $S_N$ для нуклонов и $P_\pi$ для мезона. Переходам же в другие конечные состояния (например $P_N$ и $P_\pi$) соответствует высокая степень зависимости сечения от импульса ($p_{max}^6$ или $p_{max}^8$) и малая величина сечения вблизи порога. Основываясь на наших измерениях при энергиях 470 и 670 MeV, получаем, что в области энергий протонов 470 ÷ 670 MeV зависимость от $p_{max}$ может быть представлена в следующем виде:

$$\sigma_{pp} \sim p_{max}^{4,5 \pm 0,5}.$$

Сопоставление полученного нами сечения $\sigma_{pn}$ (670 MeV) с величиной этого сечения при энергии протонов 340 MeV [27, 28], равной

$$\sigma_{pn}(340) = (0,23 \pm 0,08) \cdot 10^{-27}\ \text{см}^2,$$

показывает, что сечение изменяется следующим образом:

$$\frac{\sigma_{pn}(670)}{\sigma_{pn}(340)} = \left[\frac{p_{max}(670)}{p_{max}(340)}\right]^{3,2 \pm 0,4}$$

(приведенное сечение $\sigma_{pn}(340)$ получено как разность $\sigma_{pd} - \sigma_{pp}$).

Это не противоречит тому, что в указанной реакции $\pi^0$-мезон возникает в $P$-состоянии, а нуклоны остаются в $S$-состоянии. При измерении относительных сечений мы получили:

$$\frac{\sigma_{pd}}{\sigma_{pp}} = 3,1 \pm 0,3.$$

Если пренебречь связью нуклонов в дейтоне, то при энергии протонов 670 MeV

$$\frac{\sigma_{pn}}{\sigma_{pp}} = 2,1 \pm 0,3.$$

Последняя величина находится в хорошем согласии с результатами работы [29].

Результаты, полученные нами в изложенных в настоящем докладе работах, позволяют сделать следующие выводы о механизме образования $\pi^0$-мезонов нуклонами высокой энергии.

1. Нейтральные $\pi$-мезоны образуются на сложных ядрах при соударениях бомбардирующих протонов с отдельными нуклонами ядра, а не с ядром как целым.

2. При энергии протонов 470 MeV образующиеся на сложном ядре $\pi^0$-мезоны вылетают преимущественно под малыми углами к линии соударения нуклонов. В угловом распределении $\pi^0$-мезонов существенную роль играет член, пропорциональный $\cos^2\theta$.

3. С возрастанием энергии протонов до 670 MeV рост сечения образования $\pi^0$-мезонов в соударениях двух протонов существенно замедляется по сравнению с быстрым ростом этого сечения, наблюдающимся в области энергий ниже 470 MeV.

4. При бомбардировке протонами с энергией 670 MeV сложных ядер $\pi^0$-мезоны образуются преимущественно на поверхности ядра. При этой энергии протонов подобный эффект нельзя объяснить только поглощением мезонов в ядре.

5. Угловое распределение $\gamma$-квантов, образующихся при распаде $\pi^0$-мезонов, существенно зависит от массового числа бомбардируемого ядра. С увеличением массового числа угловое распределение $\gamma$-квантов становится более изотропным в лабораторной системе координат.

6. Из обнаруженной зависимости углового распределения $\gamma$-квантов от массового числа следует, что энергетические спектры $\gamma$-квантов от распада $\pi^0$-мезонов, образованных на легких и тяжелых элементах, должны существенно различаться в области малых энергий $\gamma$-квантов. Это различие в спектрах не было обнаружено в ранее выполненных работах, повидимому, из-за недостаточной точности измерения спектров в области малых энергий $\gamma$-квантов.

Мы выражаем признательность А. Н. Синаеву и М. М. Кулюкину за помощь в разработке аппаратуры.

Институт ядерных проблем
Академии наук СССР

### Цитированная литература


1. Daudin J., Ann. de physique, 19, 10 (1944).
2. Rochester G., Proc. Roy. Soc., A187, 464 (1946).
3. Биргер Н. Г., ДАН СССР, 61, 245 (1948).
4. Азимов С., Биргер Н. и Горбунов А., ДАН СССР, 65, 625 (1949).
5. Fretter W., Phys. Rev., 73, 41 (1948); Phys. Rev., 76, 511 (1949).
6. Chao G., Phys. Rev., 75, 581 (1949).
7. Gregory B., Rossi B., Tinlot J., Phys. Rev., 77, 299 (1950).
8. Bridge H., Rossi B., Williams R., Phys. Rev., 72, 257 (1947).
9. Кучай С., Розенталь И., ДАН СССР, 60, 1523 (1948).
10. Кораблев Л., Любимов А., Миллер А., ДАН СССР, 61, 633 (1948).
11. Kaplon M., Peters B., Bradt H., Phys. Rev., 76, 1735 (1949).
12. New York Meeting of American Physical Society, Jan. 1947; Lewis H., Oppenheimer J., Wouthuysen S., Phys. Rev., 73, 127 (1948).
13. Bjorklund R., Crandall W., Moyer B., York H., Phys. Rev., 77, 213 (1950).
14. Steinberger J., Panofsky W., Steller J., Phys. Rev., 78, 802 (1950).
15. Carlson A., Hooper T., King D., Phil. Mag., 41, 701 (1950).
16. Козодаев М. и Марков А., Сводный отчет ИЯП АН СССР за первое полугодие 1950 г.
17. Козодаев М., Тяпкин А., Марков А. и Баюков Ю., Отчет ИЯП АН СССР (1952).
18. Whitehead M., Richman C., Phys. Rev., 83, 855 (1951).
19. Мещеряков М., Неганов Б., Богачев Н., Сидоров В., Отчет ИЯП АН СССР (1952).
20. Watson K., Bruckner K., Phys. Rev., 83, 1 (1951).
21. Grandall W., Moyer B., Phys. Rev., 92, 749 (1953).
22. Marshall J., Marshall L., Nedzel V., Warshaw P., Phys. Rev., 88, 632 (1952).
23. Козодаев М., Тяпкин А. и Ванециан Р., Отчет ИЯП АН СССР (1952).
24. Bruckner K., Serber R., Watson K., Phys. Rev., 84, 258 (1951).
25. Понтекорво Б., Селиванов Г., Жуков В., Отчет ИЯП АН СССР (1952).
26. Тяпкин А., Козодаев М., Прокошкин Ю., Отчет ИЯП АН СССР (1954).
27. Mather J., Martinelli E., Phys. Rev., 92, 780 (1953).
28. Hales R., Moyer B., Phys. Rev., 89, 1047 (1953).
29. Понтекорво Б., Селиванов Г., Сообщение на семинаре ИЯП АН СССР.
30. Баюков Ю., Козодаев М., Марков А., Синаев А., Тяпкин А., Отчет ИЯП АН СССР (1955).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XIX, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1955

А. М. БАЛДИН

# ИЗОТОПИЧЕСКАЯ ИНВАРИАНТНОСТЬ π-МЕЗОННОГО ПОЛЯ

Настоящий доклад является теоретическим введением к следующему докладу А. С. Белоусова, А. В. Куценко и Е. И. Тамма. Основная его цель — указать на то, что изучение реакций упругого фоторождения (без разрушения ядра) $\pi^0$-мезонов на дейтонах и некоторых ядрах типа: $\gamma + d \to d + \pi^0$; $\gamma + He^4 \to He^4 + \pi^0$; $\gamma + C^{12} \to C^{12} + \pi^0$ и т. п., дает прямое подтверждение справедливости гипотезы изотопической инвариантности π-мезонного поля.

Гипотеза изотопической инвариантности, как известно, имеет широкое признание. Основанием для этого служат довольно многочисленные указания, вытекающие из экспериментов по взаимодействию мезонов с нуклонами и ядрами. Более того, предлагались и частично осуществлены различные экспериментальные проверки справедливости очень важного положения, что $\pi^+$-, $\pi^-$- и $\pi^0$-мезоны образуют изотопический триплет. Наиболее типичным из этих опытов является сопоставление угловых распределений реакций [1]:

$$p + p \to \pi^+ + d,$$

$$n + p \to \pi^0 + d.$$

Результаты этих опытов хорошо согласуются с выводами, сделанными на основе гипотезы изотопической инвариантности. Однако опыты такого типа являются лишь проверкой одного из многочисленных следствий гипотезы. Они показывают, что исследованный эффект не противоречит гипотезе изотопической инвариантности. Для доказательства же справедливости гипотезы изотопической инвариантности необходимо показать, что волновая функция $\pi^0$-мезонного поля преобразуется как третья компонента вектора в изотопическом пространстве и что другие возможные типы симметрии π-мезонного поля в изотопическом пространстве противоречат опыту. Изучение упомянутых в начале доклада реакций дает возможность проверить справедливость гипотезы как раз в такой постановке вопроса.

Опуская несущественные множители, запишем гамильтониан взаимодействия нуклонов с нейтральным мезонным полем

$$H = g_p \frac{1 + \tau_3}{2} \varphi + g_n \frac{1 - \tau_3}{2} \varphi. \tag{1}$$

Первый член соответствует взаимодействию $\pi^0$-мезонного поля с протоном, а второй с нейтроном ($\varphi$-волновая функция, описывающая нейтральное мезонное поле). Этот довольно общий вид гамильтониана взаимодействия можно записать таким образом (введя новые константы):

$$H = g_0 \varphi + g_3 \tau_3 \varphi. \tag{2}$$

Потребуем, чтобы этот гамильтониан удовлетворял требованиям симметрии по отношению к повороту на 180° вокруг оси $X$ в изотопическом пространстве. Существование такого типа симметрии, как известно, можно считать доказанным. Это так называемая зарядовая симметрия.

Из (2) видно, что возможны два типа инвариантности $\pi^0$-мезонного поля: 1) $\varphi$ не меняет знака при повороте на 180° в изотопическом пространстве (является скаляром), 2) $\varphi$ меняет знак при таком повороте (является третьей компонентой вектора). Первому типу соответствует $g_p = g_n$, а второму $g_p = -g_n$.

Проведенные докладчиком совместно с В. В. Михайловым теоретические исследования отмеченных выше реакций [2—4] показали, что величины сечений этих реакций очень сильно зависят от выбора одного из указанных вариантов симметрии. Было показано, что если бы в природе осуществлялся первый тип инвариантности, то сечение упругого фоторождения было бы много меньше сечения неупругого фоторождения (с разрушением ядра). Для второго же типа сечения реакций фоторождения $\pi^0$-мезонов на d, $He^4$, $C^{12}$ и других ядрах с разрушением и без разрушения ядер должны иметь одинаковый порядок величины. Этот результат получен строго без использования моделей ядра, конкретных полевых теорий и неудовлетворительных расчетных схем.

Об экспериментальном изучении предлагаемого эффекта для случая дейтерия сообщается в следующем докладе. Это изучение, по нашему мнению, позволяет сделать однозначное заключение о знаке констант взаимодействия $\pi^0$-мезонного поля с протоном и нейтроном или (что то же самое) о трансформационных свойствах волновой функции $\pi^0$-мезонного поля.

Необходимо также отметить, что недавно [5] было измерено сечение реакции упругого фоторождения $\pi^0$-мезонов на $He^4$. Из этих опытов следует тот же результат — прямое подтверждение справедливости гипотезы изотопической инвариантности.

**Физический институт им. П. Н. Лебедева**
**Академии наук СССР**

**Цитированная литература**

1. Hildebrand P. H., Phys. Rev., 89, 1090 (1953).
2. Михайлов В. В., Балдин А. М., ДАН СССР, 84, 47 (1952).
3. Балдин А. М., Михайлов В. В., ДАН СССР, 91, 497 (1953).
4. Балдин А. М., ДАН СССР, 94, 949 (1954).
5. Goldwasser E. K., Koester H. J., Mills F. E., Phys. Rev., 95, 1692. (1954).

---

## *КРАТКИЕ СОДЕРЖАНИЯ ДОКЛАДОВ*

**А. С. БЕЛОУСОВ, А. В. КУЦЕНКО и Е. И. ТАММ**

# ФОТООБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ π-МЕЗОНОВ НА ДЕЙТОНАХ

1. Имеющиеся в настоящее время подтверждения гипотезы изотопической инвариантности основаны на проверке следствий этой гипотезы, доказывающих справедливость менее общего типа симметрии — инвариантности относительно поворота на 180° в плоскости ($X$, $Y$) и замены всех нейтронов протонами, протонов нейтронами и $\pi^+$- и $\pi^-$-мезонов $\pi^-$- и $\pi^+$-мезонами.

2. Для исключения менее общего (чем изотопическая инвариантность) типа симметрии достаточно исследовать характер волновой функции, описывающей поле нейтральных мезонов. Согласно гипотезе изотопической инвариантности волновая функция поля $\pi^0$-мезонов должна описываться третьей компонентой вектора в изотопическом пространстве, следствием чего должно быть различие знаков констант взаимодействия нейтрона $g_n$ и протона $g_p$ с полем нейтральных мезонов ($g_n = -g_p$). В случае, когда

волновая функция поля $\pi^0$-мезонов является скаляром, знаки $g_n$ и $g_p$ — одинаковы.

3. Определение относительного знака констант взаимодействия $g_n$ и $g_p$ можно осуществить путем исследования фоторождения $\pi^0$-мезонов на дейтонах:

$$\gamma + d \rightarrow \begin{cases} d + \pi^0 & \text{I} \\ p + n + \pi^0. & \text{II} \end{cases}$$

А. М. Балдин и В. В. Михайлов на основании весьма общих положений квантовой механики показали, что сечение реакции I сильно зависит от относительного знака $g_n$ и $g_p$, а именно:

$$\frac{\sigma_I (g_n = - g_p)}{\sigma_I (g_n = g_p)} \approx 40, \quad \sigma_{II} \approx \sigma_I \quad (g_p = - g_n).$$

4. Были проведены измерения сечений реакций I и II с использованием $\gamma$-лучей синхротрона с максимальной энергией 250 MeV.

Для идентификации дейтонов и протонов отдачи мы использовали различие между временами пролета этих частиц по выделенной полукруговой траектории в магнитном поле. Регистрировались запаздывающие совпадения между одним из $\gamma$-квантов от распада $\pi^0$-мезона и продуктом отдачи, причем величина задержки характеризует массу ядра отдачи.

5. Результаты измерений указывают на то, что сечения реакций I и II одинаковы. Следовательно, константы связи нейтрона и протона с полем $\pi^0$-мезонов имеют противоположный знак, что подтверждает справедливость гипотезы изотопической инвариантности и исключает менее общий тип симметрии.

---

М. И. АДАМОВИЧ, Г. В. КУЗЬМИЧЕВА, В. Г. ЛАРИОНОВА и С. П. ХАРЛАМОВ

## ФОТООБРАЗОВАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ $\pi$-МЕЗОНОВ НА ВОДОРОДЕ И ДЕЙТЕРИИ

Образование $\pi$-мезонов $\gamma$-квантами на нуклонах — один из тех процессов, которые являются центральными в изучении свойств мезонов и их взаимодействий с нуклонами. В ряде экспериментальных работ по фотообразованию $\pi^+$-мезонов на водороде было показано, что вблизи порога фотообразования значительно преобладает электрическое дипольное поглощение $\gamma$-квантов протоном.

В нашей работе методом толстослойных фотоэмульсий, наполненных дейтерием (пропитывание тяжелой водой), изучалось фотообразование $\pi^-$-мезонов на дейтерии. Были исследованы угловое и энергетическое распределения $\pi^-$-мезонов и зависимость сечения реакции $\gamma + d \rightarrow p + p + \pi^-$ от энергии фотонов. Опыты проводились в ФИАН на синхротроне с максимальной энергией $\gamma$-квантов 250 MeV.

Полученные результаты показывают, что вблизи порога фотообразования мезонов в основном, повидимому, имеет место электрическое дипольное поглощение $\gamma$-квантов. Сравнение наших результатов с экспериментальными данными по фотообразованию $\pi^+$-мезонов на водороде показывает, что в пределах статистической точности фотообразование $\pi^-$-мезонов на дейтерии происходит, как на свободных нейтронах.

Результаты эксперимента доказывают также наличие спинового взаимодействия, приводящего к изменению спина нуклонной системы при фотообразовании $\pi^-$-мезонов на дейтонах. Нижним пределом для вероятности изменения спина нуклонной системы вблизи порога фотообразования $\pi$-мезонов является величина 40 %

---

Е. М. ЛЕЙКИН, Р. М. ОСОКИНА и Б. С. РАТНЕР

## ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИЙ ($\gamma$, p) В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ДО 30 MeV

Фотоядерные реакции позволяют исследовать взаимодействие электро-агнитного излучения с ядрами. Для объяснения результатов, получен-ых в области энергий $\gamma$-квантов 10÷30 MeV, привлекались представле-ия о коллективном механизме поглощения $\gamma$-квантов и модель, в которой ассматривалось взаимодействие $\gamma$-квантов с отдельными нуклонами нутри ядра («прямой фотоэффект»). Опубликованные в литературе ре-ультаты не позволяют сделать окончательного заключения относительно еханизма поглощения электромагнитного излучения ядрами среднего еса и тяжелыми ядрами.

В связи с этим нами было предпринято более детальное исследование нергетического и углового распределений фотопротонов из ряда элемен-ов. Опыты проводились в ФИАН на синхротроне с максимальной энер-ией $\gamma$-квантов 30 MeV. Коллимированный пучок $\gamma$-квантов падал на ми-пень, помещенную в вакуумную камеру. Протоны регистрировались олстослойными эмульсиями, расположенными под различными углами направлению $\gamma$-квантов. Выход фотопротонов из меди изучался при аксимальных энергиях $\gamma$-квантов, равных 19, 24, 28, 30,5 MeV, а выход отопротонов из никеля — при энергиях 21,5, 25,5, 28,0 MeV. Получены редварительные результаты измерений на алюминии и свинце.

Проведено сравнение полученных результатов с данными статистиче-кой теории, указывающее на существенную роль механизма прямого заимодействия. Обнаружено, что при переходе от $E_{\gamma_m}$= 24,0 MeV к $E_{\gamma_m}$= 28,0 и 30,5 MeV резко изменяются угловое распределение, форма нергетического спектра и выход быстрых фотопротонов из меди.

Эти результаты, повидимому, можно объяснить влиянием оболочечной труктуры ядра. Результаты, полученные на никеле, подтверждают казанную интерпретацию.

---

П. С. БАРАНОВ и В. И. ГОЛЬДАНСКИЙ

## ВЫХОД И УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФОТОНЕЙТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ *

1. Выход и угловое распределение фотонейтронов высокой энергии з ядер Li, Be, C, Al, Fe, Cu и Pb исследовались при помощи высокопоро-ового нейтронного детектора, основанного на реакции $C^{12}$ (n, 2n) $C^{11}$ органических люминофорах с большой концентрацией углерода. По вечению люминофора под действием позитронов распада $C^{11}$ при помощи отоумножителей, работавших в схеме двойных совпадений, регистри-овалась активность изотопа $C^{11}$. Путем сравнения со стандартизованными глеродными детекторами была установлена эффективность регистрации ктивности $C^{11}$, что позволило определять абсолютные значения потока отонейтронов высокой энергии. Чувствительность примененного в опытах ейтронного детектора достаточна для его использования как дозиметра ейтронов высокой энергии.

2. Наиболее полные данные получены для углерода. Угловое распре-еление нейтронов с энергией больше примерно 30 MeV при возбужде-ии углерода фотонами тормозного излучения с максимальными энергиями 50 и 200 MeV (синхротрон ФИАН СССР) обнаруживает резкий максимум ыхода нейтронов под углом 45° относительно направления пучка фотонов. ифференциальные угловые сечения для угла 45° при энергии фотонов

* Подробное изложение доклада см. ЖЭТФ, 28, 621, 746 (1955).

250 и 200 MeV равняются соответственно $(3{,}1\pm0{,}12)\cdot10^{-28}$ и $(1{,}7\pm0{,}13)\times$ $\times10^{-28}$ $см^2$ $стер^{-1}$ на эффективный квант. В относительных единицах угловое распределение при 250 MeV имеет вид:

| 30° | 45° | 60° | 75° | 90° | 120° | 135° | 150° |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 0,71±0,10 | 1,00 | 0,76±0,07 | 0,59±0,11 | 0,45±0,05 | 0,41±0,07 | 0,39±0,09 | 0,33±0,09 |

3. Сопоставление абсолютных величин дифференциальных угловых сечений и данных об энергетической зависимости выхода быстрых фотонейтронов из углерода с аналогичными характеристиками для фоторасщепления дейтерия и образования фотозвезд показывает, что выход нейтронов высокой энергии из ядер происходит в основном за счет процессов двух типов: фоторасщепления «квази-дейтонов» и образования фотозвезд. Резкая направленность вперед в угловом распределении быстрых фотонейтронов обусловлена той их частью, которая образуется в «звездах», видимо, за счет образования мезонов на нуклонах ядра.

4. Угловое распределение быстрых фотонейтронов из ядер Be, Al и Pb при максимальной энергии фотонов 250 MeV близко к угловому распределению фотонейтронов из ядер C и также обнаруживает максимум при 45°. Этот максимум выражен для Pb (и особенно для Be) слабее, чем для C. Выход нейтронов из C, Al, Fe, Cu и Pb описывается зависимостью $\sigma\sim A^{1,4}$. Выход из Be примерно в 1,5 раза выше, чем следовало бы ожидать из экстраполяции данных для других ядер.

5. В интервале энергий фотонов 50÷250 MeV отмечено возрастание сечения прямого фотоэффекта $C^{12}(\gamma, n)C^{11}$ на величину порядка $10^{-28}$ $см^2$ на эффективный квант.

*Материалы III Всесоюзного совещания по физике космических лучей*

(Москва, 15—23 декабря 1954 г.)

*(Продолжение, см. № 5 за 1955 г.)*